



Etude expérimentale paramétrique des propriétés et transitions de l'écoulement intra-cavitaire en cavité ouverte et contrôle de l'écoulement

Christelle Douay

► To cite this version:

Christelle Douay. Etude expérimentale paramétrique des propriétés et transitions de l'écoulement intra-cavitaire en cavité ouverte et contrôle de l'écoulement. Mécanique [physics.med-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066168 . tel-01164982

HAL Id: tel-01164982

<https://theses.hal.science/tel-01164982>

Submitted on 18 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité

Mécanique

Ecole doctorale des sciences mécaniques, acoustique, électronique et
robotique de Paris

Présentée par

Christelle DOUAY

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Etude expérimentale paramétrique des propriétés et
transitions de l'écoulement intra-cavitaire en cavité
ouverte et contrôle de l'écoulement**

Soutenue le 4 juin 2014

Devant le jury composé de :

M. François LUSSEYRAN	Directeur de thèse
M. Thierry FAURE	co-Directeur de thèse
M. Luc PASTUR	co-Directeur de thèse
M. Guillermo ARTANA	Rapporteur
M. Javier BURGUETE	Rapporteur
M. Ivan DELBENDE	Examineur
M. Innocent MUTABAZI	Examineur

A mes parents,
mon frère,
et mon conjoint

Remerciements

La thèse est une aventure scientifique mais aussi humaine et je souhaite remercier toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu interagir au cours de ces années.

Je souhaite remercier tous les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je suis honorée qu'ils aient accepté de participer à mon jury de thèse et suis ravie des échanges fructueux que nous avons eus lors de ma soutenance. Ainsi, je remercie Pr. Mutabazi d'avoir accepté d'être le président de mon jury, Pr. Artana et Pr. Burguete d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et Dr. Delbende d'avoir accepté d'être examinateur.

En particulier, je tiens à remercier les rapporteurs Pr. Artana et Pr. Burguete pour leur investissement dans la rédaction du rapport de thèse. Je remercie Pr. Artana pour toutes les discussions que nous avons eues sur le plasma et sur les coefficients des équations de Ginzburg-Landau. Je remercie également Pr. Burguete pour toutes les remarques pertinentes dont il a fait part sur mes travaux.

Je souhaite remercier mes trois encadrants. Je remercie Thierry Faure de m'avoir proposé ce sujet de thèse intéressant et aussi de m'avoir encadré pendant la première année de thèse.

Je souhaite remercier chaleureusement François Lusseyran et Luc Pastur qui m'ont encadrée à partir de ma deuxième année de thèse. Je suis très heureuse d'avoir eu l'opportunité de travailler avec eux et suis reconnaissante pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

Merci à François Lusseyran d'avoir accepté d'être directeur de ma thèse. Je vous remercie pour toutes ces discussions passionnantes sur divers sujets ainsi que pour votre investissement dans ce travail. Je suis très contente qu'on ait pu travailler ensemble. Je remercie également Luc Pastur d'avoir accepté d'être co-directeur de ma thèse. Je voudrais aussi le remercier pour son investissement permanent dans cette thèse. Je n'oublierai pas toutes nos échanges passionnants au cours desquels j'ai pu apprécier sa grande pédagogie. Je le remercie également pour tous ses conseils. Ca a été un plaisir de travailler avec toi.

Je souhaite remercier mon tuteur de thèse Pierre Carlès pour les discussions intéressantes que nous avons eues lors de la réunion de mi-jury.

Je souhaite exprimer ma gratitude à plusieurs personnes avec qui j'ai pu également interagir, je pense à Vincent Bourdin pour tous les échanges que nous avons eus, Wietze Herreman pour le code dont j'ai pu bénéficier qu'il a élaboré avec Luc Pastur pour simuler les équations de Ginzburg-Landau complexes couplées. J'ai une pensée également pour les membres de la cellule expérimentale Vincent Bourdin, Vincent Gautier, Dorine Caqueret et Yves Maire ainsi que l'équipe informatique du laboratoire, l'équipe administrative et les bibliothécaires.

Je souhaite remercier tous mes collègues doctorants pour leur sympathie et la bonne ambiance au sein du bureau. En particulier, je remercie Florimond Guéniait pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues sur la DMD et pour l'échange de script. Merci également à Thomas Duriez, qui a été post-doctorant au LIMSI, pour sa bonne humeur et les discussions sur Simulink et ControlDesk. Enfin, je voudrais aussi remercier

Jérémy Basley pour toutes les discussions passionnantes que nous avons eues sur l'écoulement de cavité. Je suis très contente qu'on ait eu l'occasion de travailler ensemble, en particulier, merci pour ta contribution lors des expériences de moyennes de phase du cycle de forçage et pour tous tes conseils.

Durant ces années de thèse, j'ai pu bénéficier du soutien incommensurable de mes parents et de mon frère : merci à eux pour tout ce qu'ils m'ont apportée. J'ai conscience que j'ai beaucoup de chance de les avoir.

Enfin pour terminer, je souhaiterais remercier la plus belle rencontre de ma thèse, mon conjoint, qui a fait preuve de beaucoup de patience et de soutien. Ses petits plats à la fin de ma thèse ont été d'un grand réconfort ! Cette thèse n'aurait pas eu la même saveur sans toi.

La DGA et le CNRS sont remerciés pour le co-financement octroyé à cette thèse pendant trois ans.

Sommaire

1	Introduction	11
2	Dispositif expérimental, métrologies et outils d'analyse	20
2.1	Dispositif Expérimental	20
2.2	Métrologies	22
2.2.1	Vélocimétrie par images de particules (PIV)	22
	Outils	22
	Algorithme	23
2.2.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	24
2.2.3	Moulinet	24
2.2.4	Capteurs de pression	27
2.3	Outils d'analyse	30
2.3.1	Densité spectrale de puissance	30
2.3.2	Transformée de Hilbert	30
2.3.3	Décomposition en modes dynamiques (DMD)	31
	Méthode par matrice Compagnon	32
	Méthode par matrice SVD	32
	Analyse modale par DMD	32
3	Caractérisation des instabilités centrifuges	34
3.1	Description de la dynamique intra-cavitaire	34
3.2	Régime primaire	37
3.2.1	Etude des champs de vitesse	37
3.2.2	Identification modale	38
3.2.3	Bifurcations vers le régime primaire	40
	Etude du seuil de bifurcation primaire pour la configuration $S/D = 12$	42
	Etude du seuil de bifurcation primaire pour la configuration $S/D = 6$	45
3.2.4	Famille de modes intra-cavitaires dans le régime primaire	45
	Cavité $S/D = 12$	45
	Cavité $S/D = 6$	46
3.3	Régime secondaire	54
3.3.1	Dynamique transitoire entre les régimes primaire et secondaire	55
3.3.2	Analyse modale dans le régime secondaire saturé	58
3.3.3	Structure 3D	64
3.3.4	Bifurcation vers le régime secondaire	72
	Bifurcation vers le régime secondaire pour $S/D = 12$	73
	Bifurcation vers le régime secondaire pour $S/D = 6$	74
3.3.5	Familles de modes dans le régime secondaire	75

	Cavité $S/D = 12$	75
	Cavité $S/D = 6$	75
3.4	Simulation numérique directe d'un écoulement de cavité	88
3.4.1	Dynamique spatio-temporel	88
3.4.2	Effet des bords latéraux	90
3.5	Discussions	92
3.5.1	Effets des conditions aux limites	92
3.5.2	Familles de modes intra-cavitaires dans la littérature	96
3.5.3	Effets des conditions aux limites sur la sélection de modes intra-cavitaires.	97
3.5.4	Couche cisailée	98
3.6	Conclusions et perspectives	101
4	Analyse faiblement non linéaire des régimes primaire et secondaire et transition vers l'état turbulent intra-cavitaire	103
4.1	Contexte général	103
4.2	Cadre de notre étude	105
	Couplage d'ondes	105
	Instabilité de Benjamin-Feir	105
	Objectif de ce chapitre	107
4.3	Analyse faiblement non-linéaire	108
4.3.1	Présentation	108
4.3.2	Méthodes d'identification des coefficients des équations de Ginzburg-Landau	109
	Méthode d'inversion directe par moindres carrés (SMC)	109
	Méthode par transformations optimales (TO)	110
	Méthode de projection sur la base POD (POD)	111
	Relation de dispersion non-linéaire (MW)	112
4.4	Analyse faiblement non-linéaire du régime primaire	112
4.4.1	Validation des méthodes d'identification des coefficients sur un cas test CGLE	112
4.4.2	Analyse du régime primaire	123
	Extraction de l'amplitude complexe sur les données expérimentales	123
	Identification des coefficients dans le régime primaire	124
4.5	Analyse faiblement non-linéaire du régime secondaire	126
4.5.1	Validation de l'identification des coefficients sur un cas test CCGLE	126
4.5.2	Identification des coefficients dans le régime secondaire	140
4.5.3	Ajout de termes résonants	141
4.6	Transition vers le chaos spatio-temporel intra-cavitaire	147
4.6.1	Evolution de la dynamique dans le régime secondaire	147
4.6.2	Modes caractéristiques de la dynamique	150
4.7	Conclusions et perspectives	154
5	Forçage et contrôle de l'écoulement de cavité	155
5.1	Actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique (DBD)	156
5.1.1	Présentation et mécanisme	157
	Streamer	157
	Régime de décharge	158

	Evolution du courant selon l'alternance de tension	159
	La force électrohydrodynamique	159
	Effet de surface	160
	Effet de l'encapsulation d'électrode	161
	Optimisation de l'actionneur plasma	162
	L'actionneur DBD et ses configurations	162
5.1.2	Caractérisation de l'actionneur plasma DBD et implémentation sur le banc expérimental	163
	Dispositif de l'actionneur plasma DBD	163
	Profil de vent ionique	165
	Caractéristiques électriques	169
5.2	Forçage de la couche cisailée	171
5.2.1	Dynamique de l'écoulement naturel	172
5.2.2	Dynamique de l'écoulement forcé	174
5.2.3	Régimes d'accrochage	190
5.2.4	Forçage de l'écoulement intra-cavitaire	193
5.3	Contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée	198
5.3.1	Contrôle par commande retardée	198
5.3.2	Protocole expérimental	200
	Actionneur	200
	Capteur	201
	Contrôleur	202
5.3.3	Résultats du contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée	204
5.3.4	Conclusions	208

6 Conclusions et perspectives 209

Liste des symboles

Lettres latines

A	Amplitude
C	Corrélation entre deux signaux
c_1	Coefficient de dispersion linéaire
c_2	Coefficient de dispersion non-linéaire
c	Vitesse de dérive des structures
D	Profondeur de la cavité
E	Haute-tension
\mathcal{F}	Transformée de Fourier
f	Fréquence : f_a fréquence du mode naturel, f^* fréquence de forçage
G	Filtre
\mathcal{H}	Transformée de Hilbert
K	Gain
k	Nombre d'onde
L	Longueur axiale de la cavité
N	Nombre de champs PIV
P	Pression
P_f	Pression filtrée
Re	Nombre de Reynolds basé soit sur la profondeur D (Re_D) soit sur la longueur L (Re_L)
St	Nombre de Strouhal, adimensionnement de la fréquence basé soit sur la profondeur D (St_D) soit sur la longueur L (St_L)

S	Longueur transverse de la cavité
T	Fonction de transfert entre deux signaux à l'amont et à l'aval de la cavité
t	Temps
U_e	Vitesse extérieure
u	Champ de fluctuations de vitesse
v_g	Vitesse de groupe
x	Direction axiale
y	Direction verticale
z	Direction transverse

Lettres grecques

β	Coefficient de saturation.
ϵ	Ecart au seuil.
λ	Longueur d'onde
γ	Coefficient de couplage.
ν	Viscosité cinématique.
τ	Temps caractéristique de croissance de l'onde
ω	Pulsation
ξ	Longueur caractéristique

Indices

$+$	Onde associée à la somme des ondes 1 et 2.
$-$	Onde associée à la différence des ondes 1 et 2.
1	Onde 1.
2	Onde 2.

Chapitre 1

Introduction

La présence d'obstacles ou de parois mobiles au sein d'un écoulement engendre une organisation spatiale du champ de vitesse à l'échelle de cet obstacle. Généralement, cette structuration spatiale correspond à des tourbillons qui évoluent au cours du temps. Le caractère 3D et instationnaires de ces structures cohérentes soulève des difficultés de description et de contrôle qui stimulent encore actuellement l'effort de recherche fondamentale et appliquée. L'écoulement en cavité se rencontre dans de nombreuses applications comme dans le mélange, les techniques de coating ou dans le domaine des transports comme le train d'atterrissage d'un avion, etc... Bien que la géométrie soit simple, la dynamique y est riche car elle est le siège d'instabilités et de plusieurs transitions, du régime laminaire à la turbulence. Etudier cet écoulement répond véritablement encore aux attentes à la fois de recherches fondamentales et appliquées. Nous nous intéressons à la dynamique de l'écoulement de cavité ouverte. Cet écoulement a la particularité de pouvoir développer deux dynamiques couplées non-linéairement, l'une liée à la couche cisailée, l'autre liée à l'écoulement intra-cavitaire. La couche cisailée impactant le coin aval de la cavité, peut développer des oscillations auto-entretenues qui, pour des vitesses élevées, sont à l'origine de bruit aéro-acoustique. La dynamique intra-cavitaire peut quant à elle développer une instabilité centrifuge qui génère des structures 3D au sein de l'écoulement. Dans un objectif de réduction du bruit ou d'amplification des mélanges par exemple, étudier ces dynamiques constitue une étape nécessaire pour le contrôle d'écoulement.

Structures intra-cavitaires

Un écoulement dans lequel les trajectoires de particules fluides sont courbes est susceptible de développer une instabilité centrifuge (Taylor (1923)). La déstabilisation de l'écoulement résulte d'un déséquilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression. Le critère de Rayleigh définit la condition de stabilité de l'écoulement. Lorsque le moment cinétique décroît avec le rayon, l'écoulement peut être instable. Ce type d'instabilité s'observe dans de nombreux systèmes comme dans l'écoulement de Taylor-Couette entre deux cylindres en rotation, où la saturation de l'instabilité génère des rouleaux de Taylor (Taylor (1923), Stuart (1986), Goharzadeh et Mutabazi (2001), Goharzadeh et Mutabazi (2010)). L'écoulement dans un canal courbe peut également être le siège d'une instabilité centrifuge. La saturation de l'instabilité donne naissance à des tourbillons de Dean, (Dean (1928), Mutabazi *et al.* (1990), Bot *et al.* (1998)). Enfin, une instabilité centrifuge peut également apparaître dans les écoulements le long de parois concaves où l'on voit la

formation de tourbillons de Görtler (Görtler (1941)). Comme le rappelle Saric (1994) dans son état de l'art sur les tourbillons de Görtler, la principale différence entre ces trois écoulements réside dans la nature du système, ouvert ou fermé, et s'il s'agit d'un écoulement parallèle ou de couche limite. Les écoulements de cavité sont un autre exemple d'écoulements susceptibles de développer des instabilités centrifuges. Lorsque le moteur de l'écoulement intra-cavitaire est une plaque se déplaçant le long d'une des faces de la cavité, on parle de cavité entraînée.

L'écoulement de cavité entraînée a fait l'objet de nombreuses études. Les tourbillons de Taylor-Görtler ont été identifiés expérimentalement pour la première fois dans les expériences de Koseff et Street (1984 a), Koseff et Street (1984 b), Koseff et Street (1984 c) (Shankar et Deshpande (2000)). Koseff et Street (1984 a), montrent des visualisations de l'écoulement mettant en évidence une organisation spatiale périodique de structures toroïdales de type Taylor-Görtler. Ils identifient également un lien entre le tourbillon de coin à la paroi, le tourbillon de coin à l'aval et les structures de Taylor-Görtler. Ils en déduisent qu'une modification de la taille du tourbillon de coin à l'aval modifie la courbure de la surface de séparation entre ce tourbillon et le tourbillon principal, ce qui modifierait la distribution et la taille des tourbillons de Taylor-Görtler. Suite à ces travaux, d'autres études numériques et expérimentales ont complétés la description. On peut citer les travaux de Migeon (2002) qui étudie expérimentalement l'émergence des tourbillons de Taylor-Görtler dans un écoulement de cavité entraînée. Une analyse du mécanisme de l'instabilité centrifuge via le discriminant de Rayleigh lui permet de montrer que l'instabilité observée est typique d'un système ouvert comme l'instabilité de Görtler et que la longueur d'onde des structures tourbillonnaires correspond à deux fois la taille de la région instable, comme identifié pour les tourbillons de Taylor dans l'écoulement de Taylor-Couette. Dans Migeon *et al.* (2003), les auteurs étudient le développement des structures intra-cavitaires pour un nombre de Reynolds $Re = 1000$. Ils identifient notamment deux phases du développement de l'instabilité de Taylor. Guermond *et al.* (2002) comparent avec succès, des résultats expérimentaux et numériques sur le développement au cours du temps de l'écoulement de cavité. Il y est notamment montré l'importance de perturbations situées près de la paroi aval et de la paroi mobile.

Les instabilités centrifuges dans les cavités ouvertes n'ont été étudiées de façon systématique que très récemment. Dans cette configuration, le moteur de l'écoulement intra-cavitaire est une couche cisailée se développant le long du plan affleurant. On distingue généralement les cavités ouvertes ou fermées selon le point de réattachement de la couche cisailée. Lorsque le point de réattachement se trouve au fond de la cavité, on parle de cavité fermée contrairement aux cavités ouvertes où le point de réattachement se trouve sur le bord aval. Selon Sarohia (1977), pour les écoulements axisymétriques à basses vitesses (subsoniques) et développant une couche limite laminaire à l'aplomb de la cavité, la transition entre une cavité ouverte et fermée se produit lorsque le rapport de la longueur sur la profondeur vérifie $L/D \approx 7 - 8$. On différencie également les cavités profondes et peu profondes. En effet, dans les cavités profondes, le mécanisme d'oscillations auto-entretenues de la couche cisailée est principalement régi par des modes acoustiques, contrairement aux cavités peu profondes qui, pour de basses vitesses de l'écoulement extérieur, présentent un régime d'oscillations de la couche cisailée auto-entretenues par une boucle de rétro-action en pression. Nous reviendrons sur la dynamique de la couche cisailée ultérieurement. Dans les expériences de Sarohia (1977), à partir de $L/D > 1$, la cavité est considérée comme peu profonde. Dans ce travail, nous étudions la dynamique d'un écoulement de cavité ouverte peu profonde.

L'écoulement intra-cavitaire est constitué d'une recirculation principale occupant entièrement l'envergure de la cavité. Deux tourbillons de coin apparaissent à l'amont et à l'aval, au fond de la cavité. Pour des valeurs critiques du paramètre de contrôle, en l'occurrence le nombre de Reynolds, des structures 3D se développent au sein de la cavité. Maull et East (1963) mettent en évidence la présence d'un écoulement 3D dans une cavité rectangulaire pour de faibles vitesses à l'aide de visualisations réalisées avec de l'huile et des mesures de pression. Leur étude montre des oscillations le long de la longueur transverse et révèle que le nombre de structures associées à ces oscillations dépend de cette longueur. Cet écoulement 3D résulte d'une instabilité centrifuge créée par la courbure de la recirculation principale. Lorsque les effets visqueux ne compensent plus les effets centrifuges, l'écoulement bifurque et l'état saturé est composé de tourbillons contra-rotatifs de type Taylor-Görtler (Faure *et al.* (2007), Faure *et al.* (2009a)). Ces structures peuvent apparaître en deçà des valeurs du paramètre de contrôle permettant le développement des oscillations auto-entretenues de la couche cisailée. La topologie dans la cavité ouverte ressemble par de nombreux aspects à celle des cavités entraînées. Faure *et al.* (2007) identifient des structures 3D au sein d'un écoulement de cavité ouverte en régime incompressible à l'aide de visualisations par fumée de spectacle. Les auteurs montrent une organisation périodique des structures le long de la direction transverse. Ces structures sont constituées de paires de tourbillons contra-rotatifs dérivant légèrement vers les parois latérales de la cavité. Dans Faure *et al.* (2009a), cette dérive des structures est associée à l'écoulement secondaire généré par les couches limites des parois latérales. Le nombre de Görtler associé à ces structures pour la configuration $L/D = 1$, est en accord avec une instabilité de type Görtler. En revanche, l'organisation spatiale périodique de ces rouleaux de vorticité rappelle celle développée dans l'écoulement de Taylor-Couette. Brès et Colonius (2008) comparent l'écoulement de cav  t   ouverte à l'écoulement de Taylor-Couette en assimilant le cylindre en rotation avec la recirculation principale et le cylindre fixe avec les parois de la cav  t  . Faure *et al.* (2009a) réalisent une étude paramétrique sur l'existence de ces structures de Taylor-Görtler en fonction du rapport d'aspect transverse S/D , longitudinal L/D et le nombre de Reynolds. Ils montrent que l'existence des structures dépend du confinement géométrique de la cav  t   dans la direction transverse ou longitudinale. Ils identifient également une augmentation de la longueur d'onde des structures avec les rapports d'aspects et peu d'évolution avec le nombre de Reynolds. Enfin, ils observent également une décroissance de la vitesse de dérive des structures avec le rapport L/D .

La dynamique intra-cavitaire a également été étudiée dans des simulations numériques. En particulier, des analyses de stabilité linéaires réalisées sur les écoulements de cav  t   entraînée et de cav  t   ouverte, ont permis de révéler l'existence de familles de modes, différentes selon la géométrie. Pour les cav  t  s entraînées peu profondes, Albensoeder *et al.* (2001) montrent que le mode le plus instable est stationnaire pour de petits rapports de forme de la cav  t   (L/D), et propagatif pour les plus grands (limite à $L/D > 1.126$). Leurs résultats expérimentaux sur une cav  t   carrée de rapport de forme transverse $S/D = 6.55$ montre des structures stationnaires en accord avec leurs analyses de stabilité linéaires. En revanche, Aidun *et al.* (1991) identifient un écoulement oscillant pour une cav  t   carrée de rapport de forme transverse $S/D = 3$.

Dans un écoulement de cav  t   ouverte incompressible pour $Re_L = 8\,140$ avec $L = 0.1$ m et $U_\infty = 1.22$ m/s, Alizard *et al.* (2012) montrent l'existence de modes de couche cisailée 2D ainsi que des modes intra-cavitaires 3D de basses fréquences temporelles. Brès et Colonius (2008) réalisent une étude numérique de l'écoulement de cav  t   en régime

compressible avec des conditions aux limites latérales périodiques. Leurs résultats révèlent l'organisation périodique de structures 3D le long de l'envergure. Leur analyse de stabilité linéaire montrent l'existence de familles de modes intra-cavitaires de natures différentes selon le rapport d'aspect L/D . En effet, ils identifient que la famille de modes la plus instable est stationnaire en géométrie carrée ($L/D = 1$) tandis qu'il s'agit d'une famille de modes propagatifs lorsque le rapport d'aspect est grand ($L/D = 2$ et 4). La longueur d'onde de ces modes instables est également différente selon la famille de modes sélectionnée. En régime incompressible, Meseguer-Garrido *et al.* (2011) réalisent une analyse de stabilité linéaire paramétrique. Ils identifient également des familles de modes différentes selon le rapport d'aspect. La famille de modes la plus instable est stationnaire pour $L/D = 1$ tandis qu'elle est propagative à partir de $L/D = 1.3$. Ces résultats rappellent ceux obtenus pour l'écoulement de cavité entraînée.

Des simulations numériques directes de l'écoulement de cavité entraînée ont également révélés des structures de Taylor-Görtler (Albensoeder et Kuhlmann (2006)). Sous la condition de parois latérales rigides, les structures sont localisées au centre de l'envergure et leur taille décroît près des parois latérales. La présence des parois latérales rigides dans la cavité génère un écoulement de Bödewadt. Les auteurs précisent que la vitesse de cet écoulement secondaire est maximale près des parois transverses et décroît exponentiellement avec la distance à la paroi. En fait, cet écoulement engendre une légère dérive des structures. Cet écoulement supplémentaire complexifie la dynamique. Andereck *et al.* (1986) rappellent l'importance de ces conditions aux limites sur l'écoulement de Taylor-Couette. Une simulation numérique directe réalisée avec des conditions aux limites rigides sur l'écoulement de cavité ouverte par Faure *et al.* (2009a) reproduit fidèlement la lente dérive des structures, contrairement aux résultats obtenus via une simulation numérique directe dont les conditions aux limites sont périodiques. Ces résultats montrent l'importance des parois latérales dans la dynamique intra-cavitaire. Une analyse modale par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) réalisée à partir de données numériques par Podvin *et al.* (2006) confirment l'existence de structures cohérentes dans l'écoulement de cavité, notamment des modulations transverses intra-cavitaires associées à des tourbillons contra-rotatifs. Ces modes, associés à une dynamique basse fréquence, sont présents à l'intérieur de la cavité mais aussi le long de la séparatrice, révélant leur lien avec la couche cisailée.

Dans Faure *et al.* (2009a), un deuxième régime de l'écoulement est identifié. La dynamique est alors constituée de tourbillons oscillants au cours du temps. Lorsqu'une paire de tourbillons croît en amplitude dans la direction de l'écoulement extérieur, la paire voisine décroît, comme illustré sur la figure 1.1. Ce phénomène rappelle le mode oscillant des tourbillons de Görtler dans Wesfreid *et al.* (1987).

Les structures de Taylor-Görtler jouent un rôle non négligeable dans l'écoulement de cavité ouverte. Par exemple, Koseff et Street (1984 c) identifient l'influence du passage des tourbillons sur le transfert de chaleur. Connaître les modes intra-cavitaires, le mécanisme de sélection par l'écoulement, les seuils de transition, sont des éléments caractéristiques de la dynamique qui peuvent être déterminants pour contrôler les échanges de chaleur et de masse.

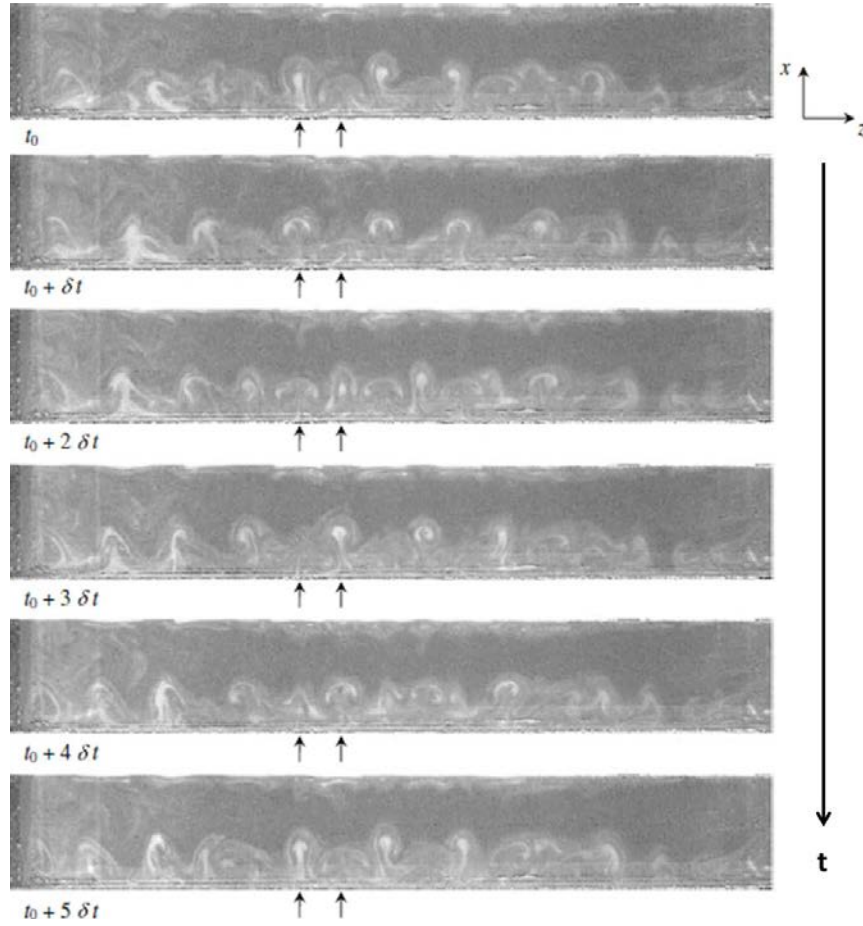


FIGURE 1.1 – Visualisations par fumée de spectacle dans un plan horizontal pour $Re_D = 2660$ $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$, d’après Faure *et al.* (2009a).

Couche cisailée

Un plus grand nombre d’études sur les écoulements de cavité ouverte a cependant été consacré à la dynamique de la couche cisailée, aussi bien en régime compressible, Rossiter (1964), Forestier *et al.* (2003), Larchevêque *et al.* (2003), qu’en incompressible, Rockwell et Naudascher (1979) Basley (2012), Chang *et al.* (2006), Rowley *et al.* (2002). Une couche cisailée libre est systématiquement instable vis-à-vis des modes de Kelvin-Helmholtz. L’écoulement saturé est alors caractérisé par des structures tourbillonnaires advectées le long de la séparatrice. L’amplitude de ces structures augmente avec la distance au point de séparation avant d’être saturée par les non-linéarités. Dans l’écoulement de cavité ouverte, la couche cisailée est impactante. Selon le nombre de Mach et la géométrie de la cavité, les oscillations auto-entretenues résultent de mécanismes différents, comme la boucle de retour en pression (Rossiter (1964), Basley (2012), Yamouni *et al.* (2013a)), le mode de sillage (Rowley *et al.* (2002)) ou encore le mode acoustique (East (1966)). Rockwell et Naudascher (1979) présentent un aperçu global des caractéristiques des oscillations auto-entretenues générées par l’instabilité de la couche cisailée. Les auteurs traitent notamment du mécanisme de rétro-action en pression, de la fréquence des oscillations, de l’amplitude des modes et du seuil d’apparition des oscillations auto-entretenues.

Pour décrire l’évolution des modes sélectionnés par la couche cisailée impactante,

plusieurs modèles ont été proposés. En particulier, Rossiter (1964) a développé une loi semi-empirique permettant d'identifier le mode sélectionné par la couche cisailée en régime compressible. Cette loi modélise la boucle de rétro-action des oscillations de la couche cisailée. Lorsque le régime est incompressible, ce modèle est approximé, pour des nombres de Mach $M \ll 1$, par

$$St_n = f_n L/U_e \approx n/2 \quad (1.1)$$

où n correspond au nombre de longueurs d'onde établies entre l'amont et l'aval de la cavité, f est la fréquence des oscillations, U_e est la vitesse extérieure et L est la longueur de la cavité. Ce modèle est suffisant pour décrire les modes de couche cisailée identifiés dans un écoulement de cavité ouverte à basses vitesses (Basley (2012)).

En régime incompressible, les oscillations auto-entretenues de la couche cisailée impactante dans une cavité ouverte résultent de la boucle de rétro-action en pression. Toute perturbation en pression générée à l'aval de la cavité par l'interaction de l'écoulement avec le bord impactant, se fait ressentir instantanément à l'amont de la cavité. La sélection du mode dépend de la valeur du rapport L/θ_0 avec θ_0 l'épaisseur de quantité de mouvement et L la longueur de la cavité (Sarohia (1977)). Yamouni *et al.* (2013a) réalisent une analyse de stabilité globale d'un écoulement de cavité ouverte pour différents nombres de Mach, rapports de forme L/D et rapports L/θ_0 . En régime incompressible, l'existence de modes globaux instables associés aux modes de la couche cisailée sont identifiés. En régime compressible, des branches de mode associées au mécanisme de rétro-action en pression ainsi qu'à la résonance acoustique sont identifiées. La résonance acoustique se produit lorsque la longueur d'onde de l'onde acoustique s'ajuste avec la longueur ou la profondeur de la cavité. Selon le mécanisme considéré, la forme des modes associés à une même branche est différente. Lorsqu'il s'agit du mécanisme de rétro-action en pression, une branche de modes correspond à un nombre fixe de tourbillons dans la couche cisailée. En revanche, en parcourant une branche de modes associée à la résonance acoustique, la forme du mode du champ de pression est invariante dans la cavité. Il s'agit donc du même mode acoustique. Concernant les modes associés au mécanisme de rétro-action en pression, les auteurs montrent que les modes instables en régime compressible, sont continuellement liés aux modes instables identifiés en régime incompressible révélant que les oscillations auto-entretenues de la couche cisailée en régime incompressible peuvent également être décrites par le mécanisme de Rossiter. Pour décrire les modes de couche cisailée, nous nous basons sur la formule semi-empirique de Rossiter (1964), adaptée aux écoulements incompressibles (relation 1.1). Il existe différents régimes d'oscillations de la couche cisailée qui ont fait l'objet d'études. La modulation d'amplitude des oscillations de la couche cisailée par un battement des oscillations au coin impactant de la cavité a été étudiée (Rockwell et Knisely (1980), Basley (2012)). Cette modulation s'accompagne de pics latéraux supplémentaires par interactions non-linéaires. Basley (2012) montre que la structure spatiale de ce mode basse fréquence est constituée de structures tourbillonnaires organisées le long de la recirculation principale près du bord aval. Il en déduit que cette "fréquence de coin" est associée aux structures tourbillonnaires injectées au sein de la cavité suite à l'intrusion de la couche cisailée avec le coin aval. Des régimes intermittents des oscillations de la couche cisailée sont également observés. Ces régimes sont caractérisés par des oscillations alternatives au cours du temps de la couche cisailée à deux fréquences différentes (Lusseyran *et al.* (2008), Pastur *et al.* (2008)). Basley (2012) montre que les transitions entre les deux modes sont liées à une surmodulation de l'amplitude des oscillations

auto-entretenues, la surmodulation résultant de la superposition des deux modes. Basley (2012) s'est également intéressé à des modulations très basses fréquences. En effet, le spectre de l'écoulement de cavité révèle des amplitudes élevées pour des très basses fréquences, situées autour de 1 Hz. Ces très basses fréquences sont d'une décade inférieure aux fréquences de couche cisailée. Dans certains cas, une très forte modulation des oscillations de la couche cisailée par une de ces très basses fréquences apparaît. La structure spatiale de ces modes à très basse fréquence temporelle montre un enroulement autour de la recirculation principale. Ces modes sont donc des modes intra-cavitaires. Ces résultats révèlent une interaction entre les modes de couche cisailée et les modes intra-cavitaires.

Contrôle d'écoulement

Les oscillations de la couche cisailée peuvent dans certains cas générer des bruits aéroacoustiques et même endommager la structure du système lorsque des vibrations acoustiques sont produites. Dès lors, le contrôle des oscillations de la cavité a fait l'objet de nombreuses études, voir par exemple Cattafesta *et al.* (2008) pour une synthèse de plusieurs travaux. McGrath et Shaw (1949) réalisent un contrôle en boucle ouverte des oscillations de la couche cisailée pour des écoulements subsoniques et supersoniques de la cavité peu profonde et pour différents rapports de forme L/D . Deux types d'actionneurs sont testés. Le premier actionneur est un couvercle placé à l'amont de la cavité, battant à la fréquence de forçage imposée. Le deuxième actionneur est un cylindre fixe situé dans la couche limite amont de la cavité. Le couvercle battant permet d'utiliser des basses fréquences de forçage. En revanche, des perturbations hautes fréquences sont ajoutées à la couche cisailée par l'allée de Von Karman développée derrière un cylindre fixe. Leurs résultats montrent que pour certaines conditions de l'écoulement, un réglage adapté de l'actionneur actif (position du cylindre, angle du couvercle) permet la suppression des oscillations de la couche cisailée. Martinez *et al.* (2012) utilisent également un cylindre fixe afin d'identifier expérimentalement les mécanismes à l'origine de la suppression des oscillations de la couche cisailée. Selon ces auteurs, le forçage haute fréquence associée à l'allée de von Karman engendrée derrière le cylindre, perturbe l'organisation des structures dès l'amont de la cavité. Dans Yamouni *et al.* (2013b), la position du cylindre est déterminée pour optimiser le contrôle à l'aide d'une carte de sensibilité et indique une zone optimale en amont de la cavité. Hémon et Wojciechowski (2006) étudient expérimentalement la diminution en amplitude des oscillations de la couche cisailée à l'aide de micro-jets pulsés. Avec une fréquence de forçage supérieure à la fréquence de résonance, une diminution en amplitude des oscillations de la couche cisailée est observée. Sipp (2012) propose une étude numérique du forçage harmonique de l'écoulement de cavité. Deux stratégies de contrôle sont étudiées, l'une pour stabiliser le mode instable, l'autre pour décaler la fréquence temporelle du mode instable. Il montre notamment qu'un forçage de fréquence temporelle proche de la fréquence résonante permet de décaler la fréquence du mode instable avec moins d'énergie qu'une fréquence de forçage non résonante. En revanche, si l'objectif est de supprimer les instationnarités sur une bande de fréquences, un forçage non résonant est plus adapté. Les contrôles en boucle fermée sont beaucoup plus difficiles à mettre en place car ils nécessitent de modéliser une loi de contrôle qui doit être appliquée en temps réel. De fait, peu d'études de contrôle en boucle fermée existent dans la littérature. Kegerise *et al.* (2007) réalisent un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée à l'aide d'une loi de

contrôle adaptative, basée sur un algorithme de prédictions. Les expériences de contrôle sont réalisées lorsque la dynamique de la couche cisailée est linéaire et invariante dans le temps à nombre de Mach fixé. Leurs résultats indiquent une suppression des modes de Rossiter pour plusieurs nombres de Mach. Rowley *et al.* (2005) utilisent un contrôle en boucle fermée à l'aide d'une loi de contrôle heuristique pour supprimer les oscillations de la couche cisailée. Les résultats de simulations numériques montrent une réduction de l'amplitude de ces oscillations.

Objectifs de la thèse

Peu d'études expérimentales ont été réalisées sur la dynamique intra-cavitaire de l'écoulement de cavité ouverte. Ces études sont souvent basées sur des visualisations par fumée de spectacle et ne donnent que peu d'informations sur la nature des modes observés. En particulier, on connaît mal l'effet du rapport de forme et des confinements latéral et longitudinal sur la nature du mode sélectionné dans le régime primaire. Les analyses de stabilité linéaires récemment publiées, donnent un cadre dans lequel cette étude expérimentale peut être menée. Par ailleurs, aucune étude n'a établi de façon systématique la nature des bifurcations vers les régimes primaire et secondaire. Le régime secondaire n'est d'ailleurs pas réellement compris. S'agit-il d'une instabilité secondaire de l'état de base du régime primaire ? Dans le chapitre 3, nous réalisons une étude expérimentale paramétrique des régimes primaire et secondaire selon la géométrie et le nombre de Reynolds à l'aide de visualisations par fumée de spectacle, de mesures par vélocimétrie par images de particules (PIV) ainsi que des mesures de vitesse locale par vélocimétrie laser Doppler (LDV). Nous établirons la nature super ou sous-critique des seuils de bifurcation. Ces études nous permettront de mieux comprendre le mécanisme de sélection des modes intra-cavitaires par l'écoulement. Nous montrerons que le régime secondaire résulte en fait de la superposition de deux ondes contra-propagatives en interaction non-linéaire. Pour décrire la dynamique lente de l'amplitude de ces deux modes, nous nous placerons dans le contexte des équations d'amplitudes (chapitre 4). Deux scénarios à l'origine de ce régime secondaire seront analysés. Dans le premier scénario, nous faisons l'hypothèse que les ondes contra-propagatives sont symétriques. Nous proposerons que la dynamique du régime secondaire résulte d'une bifurcation du coefficient de couplage des ondes permettant leur co-existence sur un domaine spatial commun. Ce faisant, la superposition des deux ondes produit une onde stationnaire à l'origine du motif d'interférence observé dans les expériences. Toutefois, l'analyse des spectres nous amènera à considérer une autre hypothèse. En effet, l'identification dans les spectres de modes issus du couplage des deux ondes, suggère un scénario d'instabilité modulationnelle. En particulier, la détermination de résonances triadiques avec des nombres d'ondes proches de l'une des ondes contra-propagatives évoque une instabilité modulationnelle de type Benjamin-Feir.

Ce travail de thèse porte également sur le contrôle des oscillations de la couche cisailée. Dans le chapitre 5, nous décrirons le dispositif d'actionneur et le contrôleur, mis en place pour réaliser un contrôle en boucle fermée. Les premières expériences de forçage de la couche cisailée nous ont permis de révéler la réponse de la couche cisailée à un forçage de fréquence variable, sous une amplitude croissante. En particulier, nous montrons des régimes d'accrochage inhabituels où la fréquence de forçage dominante en amplitude dans la dynamique n'est pas forcément celle imposée par l'actionneur. Nous décrirons ensuite la loi de contrôle utilisée dans notre étude. Cette loi est basée sur un algorithme de contrôle

par retard proposé par Kittel *et al.* (1995), Pyragas (1995). La particularité de cette méthode de contrôle est qu'elle ne nécessite pas de modéliser la dynamique et conserve les non-linéarités. Pour terminer, nous analyserons les premiers résultats de contrôle des oscillations de la couche cisailée, obtenus à l'aide de cette méthode de contrôle.

Chapitre 2

Dispositif expérimental, métrologies et outils d'analyse

2.1 Dispositif Expérimental

Notre étude est réalisée dans une soufflerie basse vitesse (figure 2.1). Le circuit d'air est ouvert et l'écoulement est produit par un ventilateur. Cet écoulement circule dans une chambre de tranquillisation, située en aval du ventilateur, pour homogénéiser l'écoulement. Une conduite composée de trois nids d'abeilles, située en aval de la chambre de tranquillisation, permet de laminariser l'écoulement. Enfin, l'écoulement traverse un convergent avant d'arriver dans la veine d'essai. L'origine de la couche limite amont est fixée à l'aide d'un bord elliptique situé à 300 mm du bord amont de la cavité. La hauteur entre le bord elliptique et la paroi supérieure de la veine est $H = 75$ mm. Cette hauteur est suffisante pour que l'écoulement ne subisse pas de perturbations par la couche limite développée sur la paroi supérieure de la veine. L'écoulement extérieur est laminaire avec un profil de couche limite à l'amont de la cavité de type Blasius (Basley, 2012). L'écoulement est étudié pour des nombres de Reynolds $Re_D = U_e D / \nu$ compris entre 1 700 et 5 600. L'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont θ_0 varie selon la vitesse extérieure entre 0.77 mm et 2.0 mm, avec $\theta_0 = 0.4696 \sqrt{\frac{2\nu l}{U_e}}$ où $l = 300$ mm est la distance depuis le bord elliptique jusqu'au coin amont de la cavité. La longueur transverse de la cavité est fixée par les parois de la veine à $S = 300$ mm. La cavité est construite à l'aide de deux marches. La première marche (marche 1 sur la figure 2.1.b)) permet de fixer le fond de la cavité. La deuxième marche est posée sur la première. Elle permet de fixer la longueur de la cavité (figure 2.1.b). Nous utilisons deux profondeurs de la cavité afin d'étudier les effets de bords $D = 25$ mm et $D = 50$ mm. La longueur de la cavité peut être variée de façon continue $25 \text{ mm} \leq L \leq 100$ mm. Nous réaliserons ainsi une étude paramétrique de la dynamique en faisant varier le nombre de Reynolds et les rapports S/D et L/D . L'ensemble des parois de la cavité est en verre de 2 mm d'épaisseur traité anti-reflet ce qui permet un accès optique total pour les mesures PIV, LDV et les visualisations par fumée de spectacle. L'origine du système de coordonnées cartésiennes est située à mi-envergure du bord d'attaque amont de la cavité. L'axe \vec{x} est dans la direction de l'écoulement extérieur, l'axe \vec{y} est selon la hauteur de la conduite H et l'axe \vec{z} est dans la direction de l'envergure, cf. figure 2.1.b.

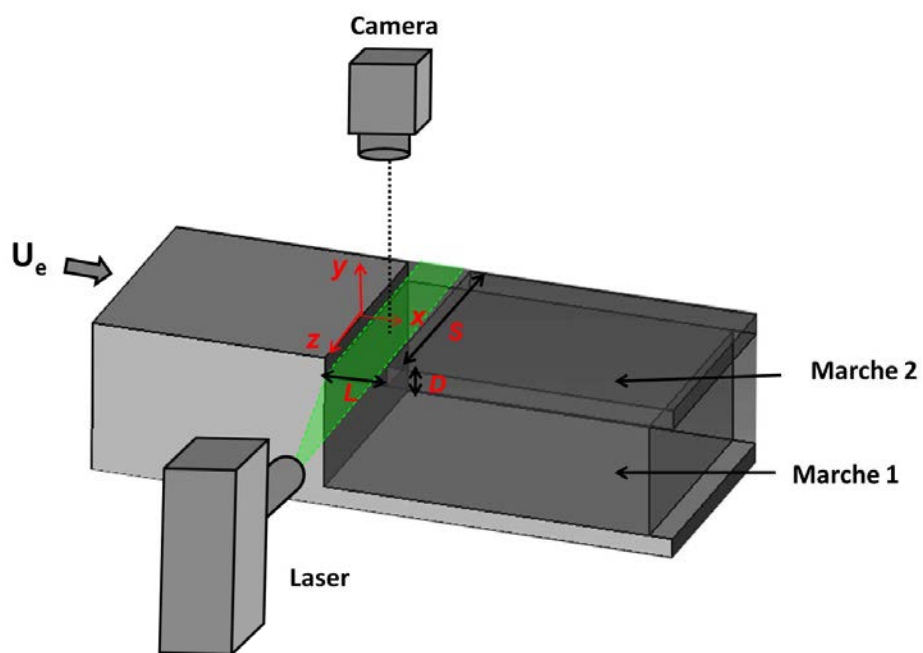
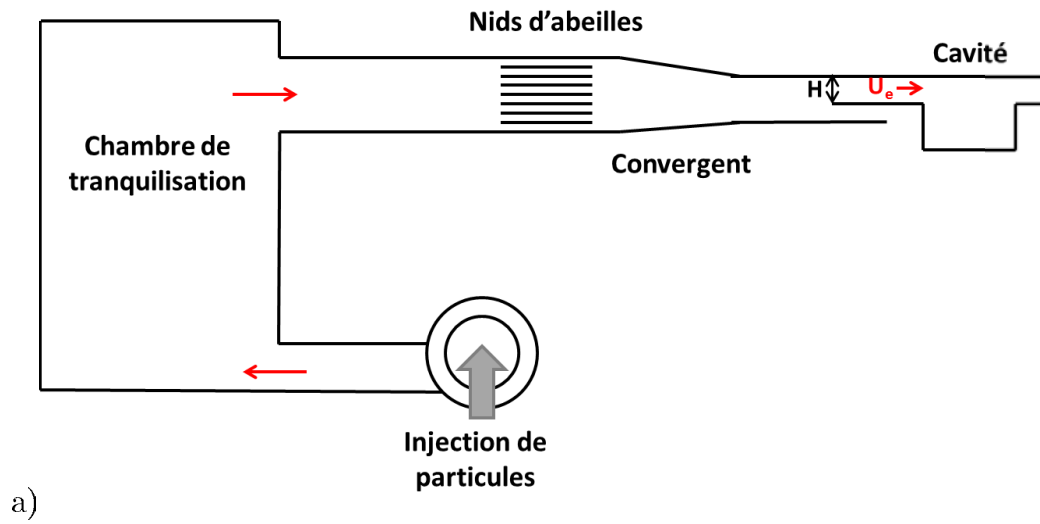


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental : a) soufflerie et dispositif cavité, b) cavité

2.2 Métrologies

Les visualisations par fumée de spectacle sont une mesure non-intrusive permettant de détecter les structures principales de la dynamique. Ces structures sont également identifiables à l'aide de mesures par vélocimétrie par images de particules (PIV) qui donnent accès au champ de vitesse de l'écoulement. Les visualisations par fumée ne sont pas comparables à un champ de vitesse obtenus par vélocimétrie par image de particules (PIV). En effet, alors que les champs PIV permettent d'identifier les lignes de courant du champ de vitesse, les visualisations révèlent les lignes d'émission de la dynamique. Comme l'écoulement que nous étudions n'est pas stationnaire, une comparaison des dynamiques observées à l'aide de ces deux outils est à prendre avec beaucoup de précautions. Les mesures PIV 2D-2C permettent d'obtenir les deux composantes du champ de vitesse de la dynamique en tout point d'un champ 2D. Les fréquences d'échantillonnage des caméras et des lasers contraignent la fréquence d'échantillonnage des champs de vitesse PIV. Les mesures PIV permettent donc d'étudier la dynamique d'un champ 2D sous réserve que les fréquences caractéristiques de la dynamique soient en dessous de la fréquence de Nyquist fixée par l'outil de mesure. La vélocimétrie laser Doppler permet d'acquérir des mesures locales avec une fréquence d'échantillonnage élevée. Selon les expériences, cette mesure peut donc être préférée aux mesures PIV qui sont plus contraignantes à mettre en place et dont la fréquence d'échantillonnage peut être insuffisante. Une autre mesure locale dont la fréquence d'échantillonnage peut être élevée est la mesure de pression par un capteur. Ces différents outils sont utilisés dans cette thèse et nous allons parcourir leur caractéristiques.

2.2.1 Vélocimétrie par images de particules (PIV)

Outils

La vélocimétrie par images de particules permet de mesurer un champ de vitesse 2D-2C ou encore 2D-3C lorsqu'une PIV stéréoscopique est utilisée. Le principe de la PIV est de mesurer le déplacement de particules entre deux instants. La vitesse est déduite à partir du déplacement mesuré et de la différence de temps imposé. Pour mesurer le déplacement des particules, une caméra enregistre les images 2D dans le plan choisi, tandis qu'un flash laser éclaire les particules situées dans ce plan.

Les caméras généralement utilisées par les expérimentateurs permettent d'enregistrer un large champ 2D de l'écoulement. En contre-partie, cet avantage limite souvent la fréquence d'échantillonnage de la caméra. Nous utilisons des caméras dont le champ de définition est plus restreint. Ce choix est motivé à la fois par la fréquence d'échantillonnage qui peut être plus élevée, mais aussi par la dimension de notre dispositif qui ne nécessite pas un large champ d'enregistrement. De plus, ces caméras ont un plus faible coût que celles existants dans le commerce. Nous verrons par ailleurs que l'algorithme que nous utilisons pour le calcul du champ de vitesse permet d'obtenir des résultats très satisfaisants en dépit de cette définition de caméra plus faible que celles du commerce.

Une partie des expériences a été réalisée avec un dispositif d'acquisition constitué de caméras AVT-Marlin de 10-bits avec 1024×778 pixels et une fréquence de répétition maximale de 20 Hz et une résolution de 4.65×10^{-6} mm/pix. Nous avons également utilisé des caméras Genie-HM-1024 de 10-bits avec 1024×768 pixels et une fréquence de

répétition maximale de 117 Hz et une résolution de 7.4×10^{-6} mm/pix. Deux objectifs différents ont été utilisés : l'un avec une focale de 25 mm, l'autre de focale 50 mm. Les particules sont éclairées par un flash laser focalisé en une nappe fine d'épaisseur ≈ 2 mm dans notre expérience. Ce flash laser est de courte durée ce qui permet de "geler" l'écoulement. Dans cette thèse, la dynamique de l'écoulement de cavité est étudiée dans les plans verticaux et horizontaux. Le laser utilisé dans les plans horizontaux (z, x) est un YAG-pulsé DANTEC de 250 mJ par flash pour 8 ns avec une fréquence de répétition limitée à 15 Hz. Le laser utilisé dans les plans verticaux (x, y) est un YAG-pulsé DANTEC de 30 mJ par flash pour 6 ns avec une fréquence de répétition limitée à 20 Hz. L'écoulement estensemencé avec du DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sébacate), pulvérisé à l'entrée du ventilateur. Les gouttes produites ont un diamètre de l'ordre du micromètre. Les déclenchements des tirs lasers et des enregistrements de la caméra sont pilotés par une boîte de synchronisation EG qui possède sa propre horloge et délivre des signaux TTL.

Algorithme

L'algorithme habituellement utilisé pour le calcul du champ de vitesse repose sur la technique d'intercorrélation. Le principe est de découper l'image de la caméra en plusieurs fenêtres d'interrogation, de même taille. L'intercorrélation est calculée entre deux fenêtres interrogatives à deux instants successifs (deux images) ce qui permet d'identifier le déplacement le plus probable. Ce calcul est réalisé sur tout le champ ce qui donne le champ de vitesse 2D.

Ici, le calcul du champ de vitesse est réalisé à l'aide d'un algorithme de flot optique. L'algorithme de flot optique permet d'obtenir un vecteur par pixel en utilisant l'ensemble de l'image (Barron *et al.* (1994), Corpetti *et al.* (2006)). Cet algorithme est un algorithme avancé, initialement développé pour la détection de grands objets dans un environnement réel, qui suppose la conservation de l'intensité lumineuse au cours d'un déplacement (Quénou *et al.* (1998)).

Quénou (1992); Quénou *et al.* (1998) ont proposé un algorithme de flot optique adapté aux mesures d'écoulement fluides où le calcul de champ de vitesse est réalisé par programmation dynamique orthogonale, c'est à dire un calcul itératif réalisé sur des domaines définis par des bandes horizontales (verticales) de plus en plus petites.

L'estimation de chaque vecteur vitesse est toujours 1D mais le recoupement avec la bande dans l'autre direction permet d'obtenir un vecteur 2D. Le vecteur vitesse est déterminé à partir de l'alignement global des images de particules avec régularité et continuité des contraintes (minimisation de la norme de Minkowski). Cet algorithme a été évalué et classé en bonne position parmi les algorithmes de PIV avancés dans le deuxième et troisième PIV Challenges (Stanislas *et al.* (2005, 2008)). Il s'avère être le plus précis pour les calculs d'écoulements en proche paroi et plus généralement dans les zones de forts gradients de vitesse.

L'écoulement de cavité présente des zones de forts gradients de vitesse, l'algorithme par flot optique proposé par Quénou *et al.* (1998) est donc tout à fait adapté pour traiter les images de particules. Les principaux avantages de cet algorithme sont :

- sa stabilité, plus particulièrement pour les images de particules bruitées ou avec peu de définition ;
- le champ de vitesse est continu et dérivable ce qui est particulièrement adapté pour les calculs dans les zones à forts gradients de vitesse ;

- une précision comparable à celle des algorithmes d’inter-corrélations avancés utilisant des mailles adaptatives.

Ses inconvénients sont le temps de calcul, la sensibilité à la composante orthogonale au plan de mesure et les réglages des différents paramètres numériques, spécifiques à chaque configuration étudiée (Stanislas *et al.* (2005)). Basley (2012) compare les champs de vorticité obtenus avec cet algorithme de flot optique (Quénou *et al.* (1998)) à ceux obtenus avec un algorithme d’inter-corrélation sur un écoulement de cavité ouverte. Ses conclusions indiquent que le calcul de champ de vitesse par flot optique est plus robuste que l’algorithme d’inter-corrélation lorsque les images sont peu résolues. Par ailleurs, les couches limites sont mieux identifiées.

2.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Des mesures temporelles locales de vitesse sont réalisées par vélocimétrie laser Doppler (LDV) au sein de la cavité. Cette technique de mesure permet d’obtenir une information locale dans la cavité avec une fréquence d’échantillonnage plus élevée que celle utilisée avec notre dispositif PIV. En effet, rappelons ici que la fréquence de tir du laser du plan horizontal est limitée à 15 Hz. Le dispositif LDV est un système DANTEC avec un laser continu de longueur d’onde 660 nm, 120 mW de puissance. La source lumineuse est diffractée en deux faisceaux. L’un des deux faisceaux est intercepté par une cellule de Bragg modulée à 80 MHz qui permet de faire défiler les franges d’interférence présentes dans le volume d’interfrange de $3.11 \mu\text{m}$. Dès lors, il est possible d’identifier les vitesses nulles ainsi que le signe de la vitesse.

2.2.3 Moulinet

Pour déterminer la vitesse de l’écoulement extérieur, nous utilisons une mesure par PIV, LDV ou via un moulinet. Un étalonnage est réalisé entre la fréquence du moteur de la soufflerie et la mesure de vitesse extérieure par LDV en un point situé à l’amont de la cavité et en dehors des couches limites des parois latérales ($x = 0$, $y = 40 \text{ mm}$ et $z = 0$). L’acquisition des données est réalisée sur 60 s. La figure 2.2 est l’une des courbes d’étalonnage utilisée au cours de la thèse. Les souffleries basses vitesses sont souvent instables pour de très faibles vitesses extérieures. Il est alors difficile de mesurer avec précision la vitesse. Dans notre étude, certaines expériences sont réalisées à très basses vitesses (autour de 0.5 m/s). Par ailleurs, nous avons réalisé une série d’expériences avec un incrément de vitesse très petit. Cette instabilité de la soufflerie se manifeste par une légère dérive du moteur de la soufflerie pour nos expériences à très basses vitesses. En effet, pour une consigne du moteur identique, la vitesse extérieure mesurée décroît légèrement au cours du temps. Nous supposons que cet effet est lié à un encrassement de la veine lorsque trop de fumée de spectacle est injectée dans le dispositif sur de longues durées. Afin de palier à ce défaut expérimental, nous avons installé un moulinet MiniAir60 en sortie de la chambre de tranquillisation. Cet appareil mesure des vitesses comprises entre $0.4 - 20 \text{ m/s}$ avec une précision de 1% pleine échelle. La réponse des hélices à une augmentation de flux est de 1 s contre 8 s en réduction du flux. Cette mesure directe de la vitesse débitante prend en compte toute modification de perte de charge dans le système. Un exemple d’étalonnage entre la mesure de vitesse extérieure par LDV et la mesure au moulinet est présenté sur la figure 2.3. L’acquisition des données est réalisée sur 60 s. L’écart des points de mesures par rapport à la régression linéaire est

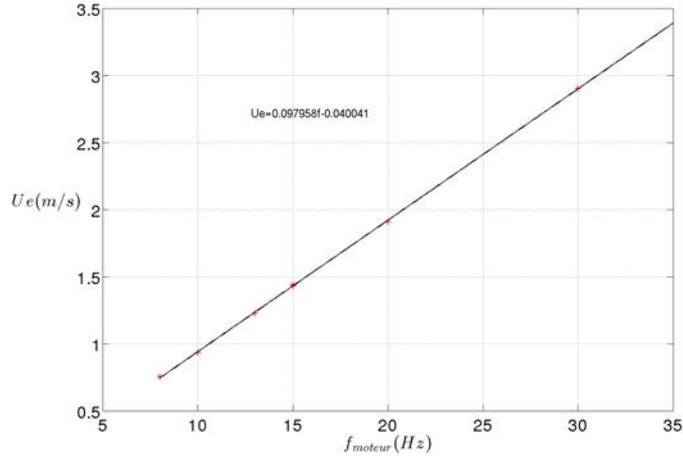


FIGURE 2.2 – Etalonnage des mesures de vitesse extérieure U_e par LDV avec des mesures de la fréquence du moteur. Les points correspondent à des mesures et la droite est une régression linéaire établie à partir de ces données.

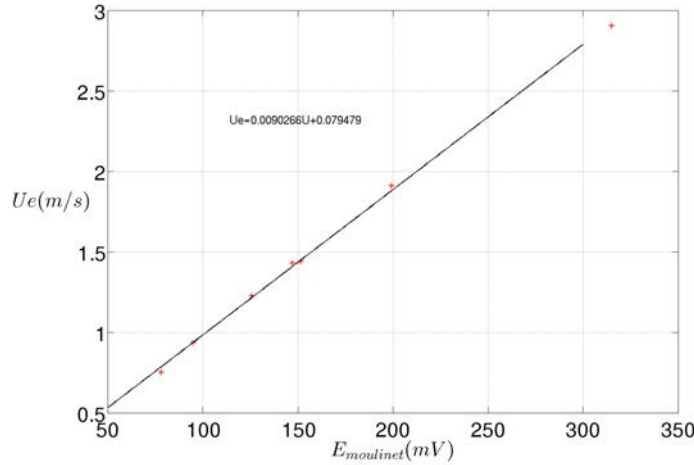


FIGURE 2.3 – Etalonnage des mesures de vitesse extérieure U_e par LDV avec les mesures au moulinet : les points correspondent à des mesures et la droite à un ajustement linéaire.

lié à l'incertitude sur la mesure au moulinet. En effet, l'incertitude sur la mesure de la vitesse extérieure par LDV est négligeable. Sur le cas présenté, la fréquence d'échantillonnage est de 3319 Hz. Ainsi, comme l'écart type décroît en $1/\sqrt{N}$ avec N le nombre d'échantillons, nous obtenons une convergence rapidement et avec un nombre d'échantillons statistiques satisfaisant. Sur la figure 2.4, nous représentons le signal LDV au cours du temps en noir et la moyenne cumulée de la mesure de la vitesse au cours du temps en rouge. La mesure converge très rapidement. A partir de $t = 16$ s, cette mesure est convergée à 10^{-3} près. L'écart-type des mesures par rapport à la régression linéaire est donc bien lié à la mesure de vitesse débitante au moulinet. Cet écart-type est de l'ordre de 2.5 mV soit une incertitude sur la vitesse de l'ordre de 0.025 m/s. Cette incertitude est supérieure à l'incrément de vitesse de 0.02 m/s, que nous utilisons pour certaines expériences. Néanmoins, la continuité indéniable des points de mesures nous conforte dans l'idée que ces incréments de vitesse sont correctement évalués.

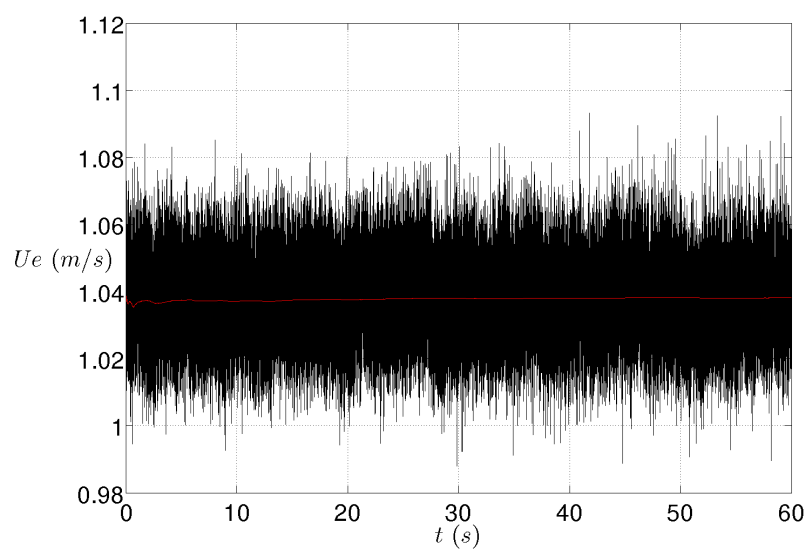


FIGURE 2.4 – Mesure de la vitesse extérieure U_e par LDV au cours du temps en noir et la moyenne cumulée de cette mesure en rouge.

2.2.4 Capteurs de pression

Le choix et l'analyse du microphone utilisé pour mesurer la pression dans l'écoulement de cavité a été réalisé au cours du post-doctorat de P. Debesse. Les mesures de pression ont été réalisées à l'aide d'un microphone 1/2" champ-libre GRAS pour ses capacités à mesurer de faibles amplitudes (de l'ordre du Pascal dans notre écoulement) et à mesurer les très basses fréquences. En effet, dans la gamme de fréquence 0.5 Hz-10 kHz, la réponse du microphone est de ± 2.0 dB et sa sensibilité nominale pour 250 Hz est de 50 mV/Pa. Ce microphone est constitué d'une capsule 40AZ et d'un préamplificateur 26C G. Il est alimenté via un protocole ICP/CCP ce qui permet de le brancher directement sur un tiroir d'acquisition Spectral Dynamics Siglab 20-42 qui assure et l'alimentation du capteur (12 V) et l'acquisition des données. Dans nos expériences, les signaux de pression sont acquis avec une fréquence d'échantillonnage de 5.2 kHz pour les expériences de forçage et 2 kHz pour les expériences de contrôle en boucle fermée. Le capteur n'a pas été monté en membrane affleurante du fait de sa grande dimension par rapport à la hauteur de la cavité afin de conserver une mesure la plus locale possible. Le capteur de pression a été déplacé à l'intérieur de la marche aval de la cavité à l'aide d'un capillaire dont la longueur est de l'ordre de 30 mm et le diamètre de 1 mm. La longueur du capillaire a été dimensionnée de telle sorte à ne pas modifier la réponse du microphone sur la plage de fréquence [0 – 20 Hz] qui nous intéresse.

L'étalonnage de l'ensemble capteur de pression et capillaire et l'identification de la fonction de transfert ont été réalisés par Debesse *et al.* (2010). Par son élasticité la membrane du capteur constitue une force de rappel proportionnelle au déplacement. Le comportement dynamique de l'ensemble capteur et masse de gaz emprisonnée dans la conduite de section variable répond à un modèle 1D d'oscillateur amorti. Il résulte de ce mode de couplage un glissement de la fréquence de résonance du capteur vers de plus petites valeurs. L'ordre de grandeur de ce glissement a été estimé à la conception du montage par le calcul (Bonis *et al.* (1983)), mais sa valeur précise est obtenue par la mesure directe de la fonction de transfert sur la plage [0.5, 200 Hz] des fréquences développées par l'écoulement. Cet étalonnage a été réalisé en comparant la réponse du capteur inséré dans le tube d'adaptation à celle d'un capteur de la même marque sans le système d'adaptation, car les deux capteurs sont vendus avec une courbe d'étalonnage en amplitude et en phase fiable.

Les systèmes d'étalonnage classiques en acoustique (pistolet, etc) sont conçus pour une calibration sur une seule fréquence. C'est pourquoi, à l'institut Pprime de Poitiers a été développé un système d'étalonnage dont la source d'excitation est réalisée à l'aide d'un jet d'air interrompu périodiquement par une roue percée d'un trou. Cependant ce système ne permet pas l'étalonnage des basses fréquences. Nous avons donc dû développer notre propre système. Le principe choisi n'a pas été de balayer la gamme, fréquence par fréquence (comme dans le système de Pprime), mais d'obtenir directement la fonction de transfert en réponse à une impulsion, cette impulsion étant répétée périodiquement, pour permettre de cumuler une énergie suffisante sur toute la gamme de fréquence souhaitée. Le dispositif, très simple, consiste en une boîte de polystyrène dans laquelle est inséré le micro de référence au même niveau que la sortie du petit tuyau de liaison du système à étalonner. La paroi opposée est constituée par la membrane d'un petit haut-parleur (figure 2.5). Le signal de génération du son est un signal en dents de scie de période 1 Hz. Cette excitation, dont la période est nettement au dessus du temps de réponse du haut-parleur, permet une excellente excitation dans la gamme

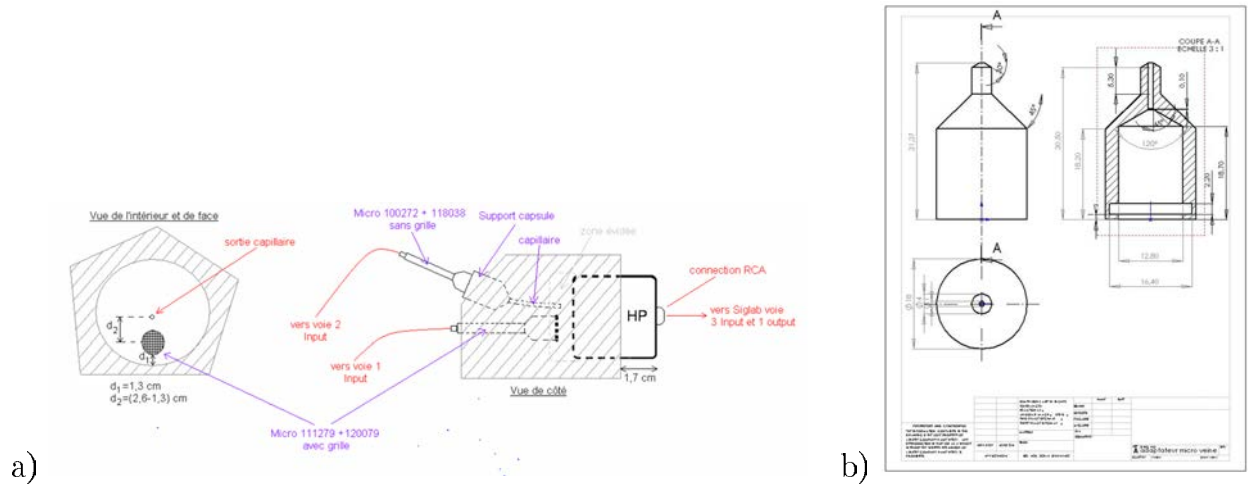


FIGURE 2.5 – a) Banc d'étalonnage dynamique du capteur de pression par P. Debesse, b) plan mécanique de la capsule.

[0.5 – 1000 Hz] en générant un bruit presque blanc entre [0.5 – 25 Hz] et un peigne de Dirac de fréquence 1 Hz au-delà (figure 2.6 bas).

Dans la gamme [1 – 50 Hz] le module de la fonction de transfert estimée expérimentalement oscille bien autour de la valeur 1 (figure 2.6 haut). Si l'on considère la gamme [1 – 500 Hz] on observe la résonance sur le module et la phase vers 275 Hz (figure 2.7). Comme attendu cette fonction de transfert expérimentale est conforme au modèle d'un oscillateur oscillant amorti, de pulsation propre ω_0 et de masse équivalente M , forcé à la pulsation ω , avec la pulsation adimensionnelle $\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$; le module r et la phase θ sont donnés par les relations :

$$r = \frac{\frac{1}{M} \frac{1}{\omega_0^2}}{(1 - \Omega^2 + 4\alpha^2\Omega^2)^{1/2}} \quad \text{et} \quad \tan(\theta) = -\frac{2\alpha\Omega}{1 - \Omega^2} \quad (2.1)$$

Les paramètres du modèle, ω_0 , α et $1/M$ sont obtenus en minimisant l'écart quadratique moyen avec les données expérimentales en recherchant le minimum par algorithme simplex de Nelder-Mead. Le résidu le plus faible est obtenu en se basant sur les équations des parties réelle et imaginaire et en se limitant à la plage de fréquence [0, 500 Hz]. On trouve $\omega_0 = 275.8$ Hz, $\alpha = 0.204$ et $1/M = 3.00 \times 10^6$.

Pour conclure cette analyse de la réponse fréquentielle du système de mesure de la pression instantanée, considérons les valeurs du module et de la phase de la fonction de transfert pour deux fréquences caractéristiques de la dynamique à 50 Hz et à 100 Hz. On obtient pour la première valeur $r = 1.03$ et $\theta = -0.0245$ rad = 1.4° et pour la deuxième $r = 1.14$ et $\theta = -0.0540$ rad = 3.1° .

Nos analyses effectuées à partir du signal de pression concernant des fréquences inférieures à 50 Hz. Il n'y a donc pas lieu de corriger ces mesures par déconvolution de la fonction de transfert. En revanche, des analyses au-delà de 100 Hz pourront être aisément corrigées en module et phase.

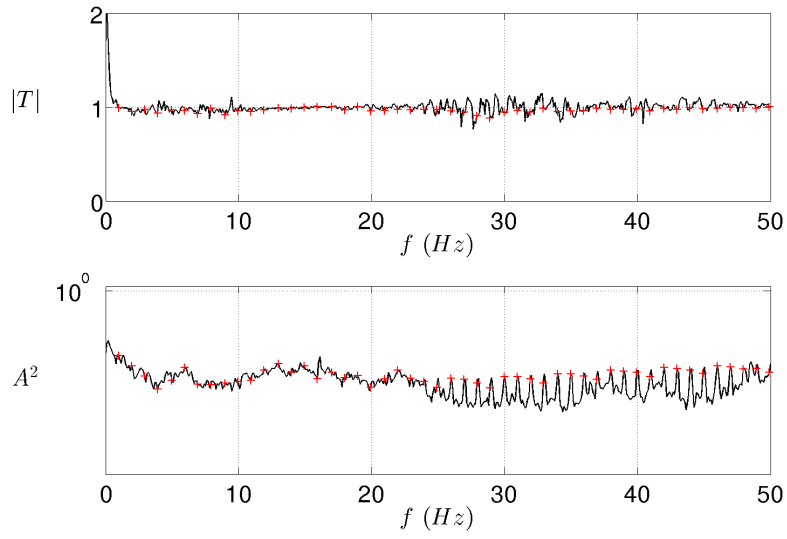


FIGURE 2.6 – Spectres de puissance du signal de pression du micro de référence (bas) et de la fonction de transfert entre les deux capteurs. Les croix marquent l’amplitude à la fréquence 1 Hz.

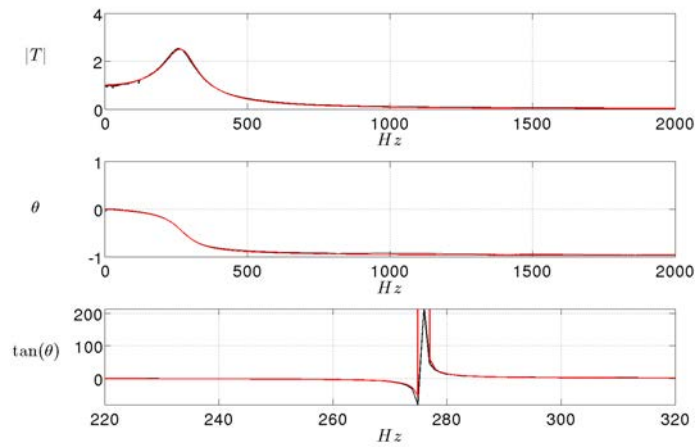


FIGURE 2.7 – Module et phase de la fonction de transfert de l’ensemble capteur et prise de pression. En noir les grandeurs mesurées, en rouge l’identification du modèle équation 2.1.

2.3 Outils d'analyse

2.3.1 Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance est calculée à l'aide de l'algorithme de Welch (1967). Cette méthode est basée sur une moyenne glissante de transformées de Fourier réalisées sur des fenêtres d'une série temporelle $U(t)$. En pratique, la série temporelle est divisée en n -segments de taille L_w , sur lesquels sont calculées les transformées de Fourier discrètes (DFT). La densité spectrale de puissance d'une observable évoluant au cours du temps est alors définie par la moyenne des DFT obtenues :

$$PSD(\omega_k) = \frac{1}{n} \sum_{l=1}^n \frac{1}{L_w} \left| \sum_{j=0}^{L_w-1} U_{lj} \exp(-i 2 \pi k / L_w) \right|^2$$

avec $j = 0, \dots, L_w - 1$, L_w la longueur du segment, $1 \leq l \leq n$ avec l le segment considéré et U est le signal étudié. Pour pouvoir calculer la transformée de Fourier sur chaque morceau de la série temporelle, une fenêtre de Hamming est appliquée diminuant ainsi l'influence des bords du segment dans le calcul. Un recouvrement des segments est souvent réalisé ce qui permet de prendre en compte les extrémités de segments dont l'influence a été diminué par la fenêtre de Hamming. Inversement, la redondance d'information liée au recouvrement des segments est systématiquement diminuée par la fenêtre de Hamming. Par ailleurs, la variance diminue avec le nombre de segment d'où l'intérêt de chevaucher les segments afin d'augmenter le nombre de segments utilisés. Une attention particulière est donc portée sur la taille du segment qui doit être suffisamment grande pour prendre en compte toutes les oscillations propres à la dynamique avec une résolution adaptée, et dans le même temps suffisamment petite pour augmenter le nombre de segments afin d'améliorer la convergence de l'estimation. La méthode de Welch permet également de suréchantillonner un signal. Ceci est réalisé par l'ajout de points d'amplitude nulle qui permettent d'augmenter la fréquence d'échantillonnage. Nous n'utiliserons pas ce procédé.

2.3.2 Transformée de Hilbert

Nous avons mesuré des signaux de vitesse réels, en un point d'espace (LDV) ou plusieurs (PIV), au cours du temps. Ces signaux présentent des modulations d'amplitudes. Il est alors possible de distinguer la variation rapide, c'est à dire la fréquence porteuse du signal, de la variation lente qui est l'enveloppe du signal. Nous nous intéressons à l'évolution de l'enveloppe du signal au cours du temps. Un moyen d'y accéder consiste à déterminer le signal analytique associé au signal réel. Puis, la contribution de la porteuse du signal est soustraite pour obtenir le signal analytique de la modulation basse fréquence. Nous aurons ainsi accès au module et à la phase de l'enveloppe. Le signal analytique est construit à l'aide de la transformée de Hilbert tel que $s(t) = U(t) + i \mathcal{H}(U(t))$ où \mathcal{H} est la transformée de Hilbert et $U(t)$ est le signal réel. La transformée de Hilbert est définie par :

$$\mathcal{H}(U(t)) = \frac{1}{\pi t} * U(t)$$

La transformée de Fourier (\mathcal{F}) de la transformée de Hilbert du signal est donnée par :

$$\mathcal{F}(\mathcal{H}(U)) = -i \operatorname{sign}(\omega) \mathcal{F}(U)$$

où sign est une fonction qui vaut 1 pour $\omega > 0$, 0 pour $\omega = 0$ et -1 pour $\omega < 0$. Dès lors, on peut constater que les fréquences positives subissent une rotation de -90° par la transformée de Hilbert tandis que les fréquences négatives subissent une rotation de 90° . Le signal analytique s'écrit sous la forme $s(t) = U(t) + i\mathcal{H}(U(t)) = a(t) \exp i\phi(t)$ où a est l'amplitude du signal et ϕ est la phase. Nous avons donc accès à l'enveloppe du signal, ainsi qu'à la phase :

$$\begin{aligned} a(t) &= \sqrt{(U(t))^2 + (\mathcal{H}(U(t)))^2} \\ \phi(t) &= \arctan(\mathcal{H}(U(t))/U(t)) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dans le cas d'un signal sinusoïdal pur, la phase dépliée sur l'ensemble des périodes considérées évolue linéairement. La phase du signal modulé évolue autour d'une valeur moyenne au cours du temps. Cette moyenne correspond à la fréquence porteuse du signal. Les fluctuations autour de cette valeur moyenne correspondent aux modulations d'amplitude. La contribution de la porteuse est donc soustraite de la phase par un ajustement linéaire de la valeur moyenne. Cela nous permet de garder uniquement les modulations basses fréquences et obtenir ainsi le signal analytique de la modulation basse fréquence. Nous reviendrons sur cette description dans le chapitre 4.

2.3.3 Décomposition en modes dynamiques (DMD)

Les caractéristiques principales d'un écoulement peuvent être déterminées par une décomposition modale de la dynamique. Cette décomposition permet de définir une base spatiale et temporelle représentative de la dynamique, à partir d'un ensemble de données expérimentales ou numériques. Ce faisant, un champ de vitesse \mathbf{U} peut être décomposé sur la base. La Décomposition en modes dynamiques (DMD) est une de ces décompositions, Schmid (2010), Rowley *et al.* (2010).

Cette méthode suppose l'existence d'un opérateur d'évolution A , qui permet de passer d'une réalisation à une autre :

$$A\mathbf{U}(\mathbf{r}, t_{n-1}) = \mathbf{U}(\mathbf{r}, t_n) \quad (2.3)$$

où \mathbf{U} est l'observable. Dans notre cas, \mathbf{U} correspond au champ de vitesse tel que $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{U}_z(\mathbf{r}, t)\mathbf{z} + \mathbf{U}_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x}$ dans un plan horizontal et $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{U}_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{x} + \mathbf{U}_y(\mathbf{r}, t)\mathbf{y}$ dans un plan vertical. On suppose que les vecteurs propres $\boldsymbol{\alpha}_i$ de A , tel que $A\boldsymbol{\alpha}_i = \lambda_i\boldsymbol{\alpha}_i$ avec λ_i les valeurs propres associées, constituent une base pour décrire l'observable. Dès lors, la décomposition des données sur la base $\boldsymbol{\alpha}_i$ est donnée par :

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t_n) = \sum_i \phi_i(t) \boldsymbol{\alpha}_i(\mathbf{r}), \quad (2.4)$$

où les ϕ_i sont la projection de \mathbf{U} sur la base. Par une récurrence sur les réalisations au cours du temps, on obtient :

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t_n) = \sum_i \lambda_i^{n-1} \phi_i(t_0) \boldsymbol{\alpha}_i(\mathbf{r}), \quad (2.5)$$

Les modes dynamiques sont les $\boldsymbol{\alpha}_i(\mathbf{r})$. Dans la formule (2.5), nous avons choisi de projeter le champ final sur les vecteurs propres de A afin d'obtenir les "conditions finales" $\phi_i(t_n)$. En pratique A n'est pas connu. Les valeurs et vecteurs propres de A sont alors estimés à l'aide d'une matrice similaire de dimension plus petite. Plusieurs méthodes existent pour déterminer cette matrice. Dans cette thèse, nous utilisons la méthode par matrice Compagnon et la décomposition en valeurs singulières (SVD).

Méthode par matrice Compagnon

La matrice Compagnon suppose que la réalisation au temps t_n est linéairement dépendante des précédentes réalisations :

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t_n) \equiv \mathbf{U}_n = c_0 \mathbf{U}_0 + c_1 \mathbf{U}_1 + \dots + c_{n-1} \mathbf{U}_{n-1} \quad (2.6)$$

Comme d'après (2.3), on a $A U_0^{n-1} = U_1^n$, avec $U_i^j = (\mathbf{U}_i, \mathbf{U}_{i+1}, \dots, \mathbf{U}_j)$ où les indices réfèrent aux différents temps de mesures, on peut définir une matrice Compagnon telle que $A U_0^{n-1} = U_0^{n-1} C + R$, où C est la matrice Compagnon et R la matrice des résidus.

$$C = \begin{pmatrix} 0 & \dots & \dots & 0 & c_0 \\ 1 & 0 & & \vdots & c_1 \\ 0 & 1 & \ddots & \vdots & c_2 \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & c_{n-1} \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

Les coefficients c_i sont calculés à partir de la minimisation de la norme :

$$c_{opt} = \min \left| \mathbf{U}_n - \sum_{i=0}^{n-1} c_i \mathbf{U}_i \right|_2.$$

Les valeurs propres de C sont des valeurs propres de A et les vecteurs propres de C sont liés à ceux de A par $\boldsymbol{\alpha}_i \approx U_0^{n-1} \mathbf{v}_i$ où \mathbf{v}_i est un vecteur propre de C .

Il est à noter que lorsque le champ moyen est soustrait, la DMD par matrice Compagnon revient à un calcul de transformée de Fourier discrète (cf Chen *et al.* (2012)).

Méthode par matrice SVD

Dans Schmid (2010), un algorithme basé sur la SVD est proposé pour la décomposition. La décomposition en valeurs singulières de U_0^{n-1} est donnée par :

$$U_0^{n-1} = V \Sigma W^H$$

où H est l'opérateur de transposition hermitienne. La matrice similaire S de A est alors définie par :

$$S = V^H A V = V^H U_1^n W \Sigma^{-1}.$$

Comme pour la matrice Compagnon, les vecteurs propres de S sont liés à ceux de A par $\boldsymbol{\alpha}_i \approx U_0^{n-1} \mathbf{s}_i$ où \mathbf{s}_i est un vecteur propre de S .

Analyse modale par DMD

Nous nous intéressons aux valeurs propres et vecteurs propres de S ou de C selon la méthode choisie pour extraire les modes dynamiques. Les valeurs propres de C ou S nous permettent d'identifier le taux de croissance des modes ainsi que les fréquences temporelles associées aux modes dynamiques. Les valeurs propres sont de la forme $\exp(\psi_i \delta t)$, avec $\delta t = 1/f_e$ où f_e est la fréquence d'échantillonnage.

La partie réelle de ψ donne le taux de croissance du mode et nous permet donc d'identifier les modes qui explosent ($\mathcal{R}(\psi_i) > 0$ avec \mathcal{R} la partie réelle), ceux qui sont

évanescents ($\mathcal{R}(\psi_i) < 0$) et enfin les neutres ($\mathcal{R}(\psi_i) = 0$) ; tandis que la partie imaginaire correspond à la pulsation temporelle. Le spectre obtenu à l'aide de DMD est construit en associant la norme \mathcal{L}_2 du mode $\boldsymbol{\alpha}_i$, projeté sur le dernier champ de vitesse $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{r}, t_n)$, au canal fréquentiel $\mathcal{I}(\psi_i)$ correspondant (\mathcal{I} la partie imaginaire).

Chapitre 3

Caractérisation des instabilités centrifuges

3.1 Description de la dynamique intra-cavitaire

Le premier état intra-cavitaire saturé est caractérisé par un tourbillon principal d'axe transverse (z), engendré par l'écoulement externe qui se comporte comme un "tapis roulant". Pour un faible rapport de forme L/D de la cavité, un seul tourbillon de coin à l'amont apparaît au fond de la cavité. Pour de plus grand L/D , un deuxième tourbillon de coin se développe à l'aval de la cavité. L'écoulement moyen transverse présente des recirculations secondaires. Ces écoulements secondaires sont induits par les parois latérales de la cavité (Faure *et al.* (2009a)). La courbure des trajectoires de particules fluides, le long de l'écoulement de recirculation (figure 3.1), peut générer des instabilités centrifuges. Le critère de Rayleigh appliqué aux champs de vitesse révèle les zones potentiellement instables autour de la recirculation principale avec un maximum d'instabilité près du bord aval de la cavité, Faure *et al.* (2009b).

Les états avant et après bifurcation sont présentés sur la figure 3.2 à l'aide de visualisations par fumée de spectacle dans un plan horizontal. Un cas représentatif de la dynamique ($S/D = 6$, $L/D = 1$) est présenté pour illustrer le régime sans et avec structures tourbillonnaires (le nombre de Reynolds est défini par $Re_D = U_e D/\nu$). La figure 3.2.a exhibe des chevrons partant des bords latéraux, progressant vers le centre et

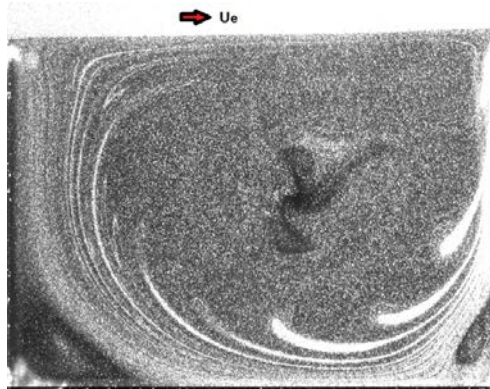


FIGURE 3.1 – Visualisation dans un plan de coupe vertical (x, y) révélant la dynamique de la recirculation principale pour la configuration $S/D = 6$, $L/D = 1.4$ et $Re_D = 2167$.

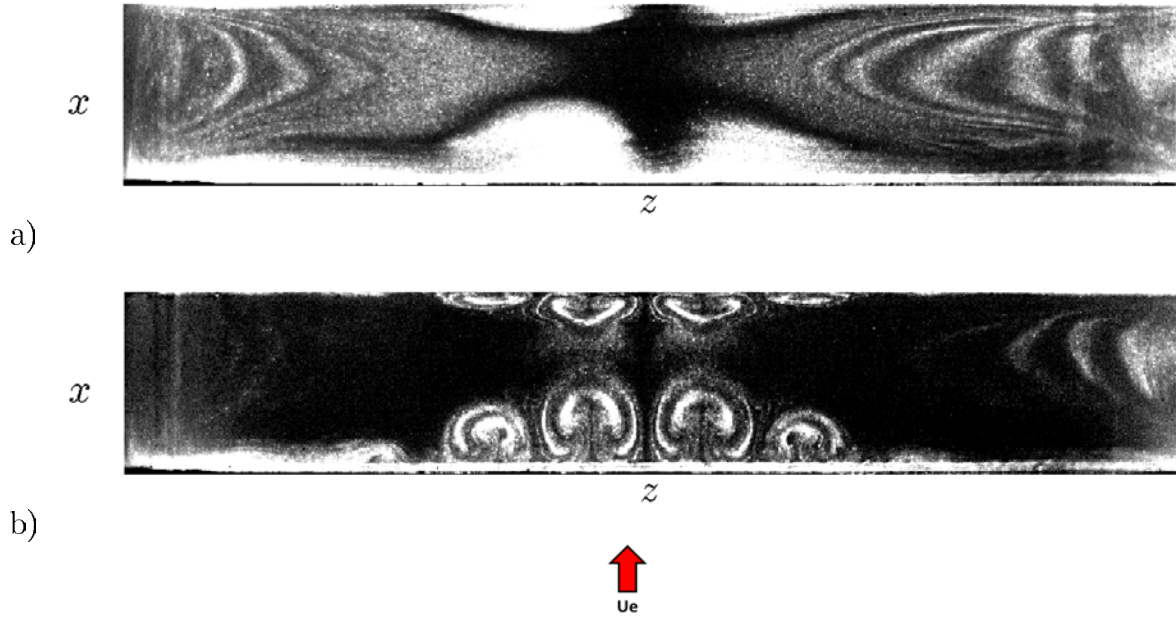


FIGURE 3.2 – Visualisations par fumée de spectacle dans un plan horizontal : a) régime de l'écoulement sans tourbillons de Taylor-Görtler en $S/D = 6$, $L/D = 1$ et $Re_D = 2750$, b) premier régime saturé constitué de structures de Taylor-Görtler en $S/D = 6$, $L/D = 1$ et $Re_D = 3333$. Vue du dessus de la cavité, l'écoulement extérieur arrive par le bas de l'image.

dont la taille décroît vers le centre de l'envergure. Ces chevrons matérialisent l'injection périodique de fumée par la couche cisailée. La figure 3.2.b révèle également des structures tourbillonnaires toroïdales s'enroulant autour de la recirculation principale dont la coupe par le plan de visualisation apparaît sous la forme de "champignons" près des bords amont et aval de la cavité. Des structures similaires ont été observées dans des cavités entraînées; elles sont dénommées Taylor-Görtler (Migeon (2002), Albensoeder et Kuhlmann (2006), Koseff et Street (1984 a)). Selon les paramètres de l'écoulement, ces structures dérivent vers les parois latérales de la cavité. Chaque structure est une paire de tourbillons contra-rotatifs, répartis périodiquement le long de l'envergure avec une longueur d'onde de l'ordre de la profondeur pour le cas présenté sur la figure 3.2. Nous retrouvons la forme des structures décrites par Faure *et al.* (2009a). Le schéma de la figure 3.3, représente la morphologie de l'écoulement intra-cavitaire dans ce premier régime saturé.

Un second régime dynamique de l'allée tourbillonnaire est observé pour d'autres paramètres de l'écoulement. Il se manifeste par une oscillation de la taille des têtes tourbillonnaires dans la direction de l'écoulement externe pour le plan de coupe choisi : lorsqu'une paire croît, la paire voisine décroît. Il semble que ce régime particulier de la dynamique intra-cavitaire en cavité ouverte ait été observé pour la première fois dans Faure *et al.* (2009a). La figure 3.4 illustre ce régime de l'écoulement sur la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. Notons qu'une dérive des structures est observée près des parois latérales tandis que le tiers central exhibe ce régime oscillant.

Considérons l'évolution du signal de vitesse mesuré en un point par LDV ($x/L = 0.386$, $y/D = -0.88$ et $z/S = 0.13$ pour L/D fixé). L'évolution des spectres de Fourier en

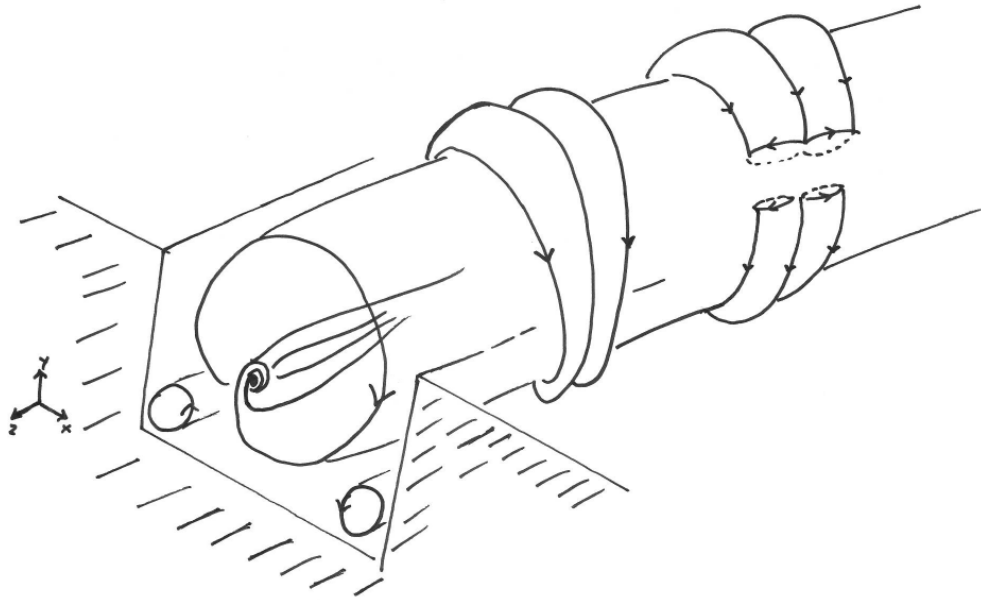


FIGURE 3.3 – Schéma représentatif des structures intra-cavitaires

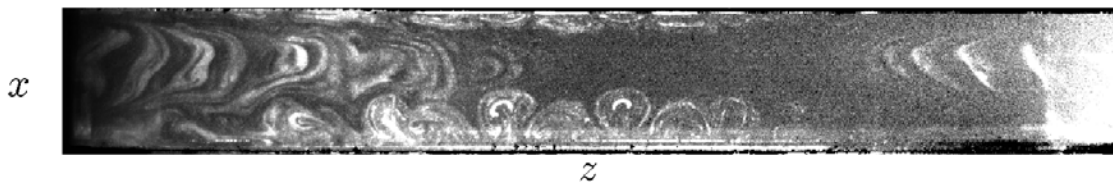


FIGURE 3.4 – Visualisation par fumée de spectacle dans un plan horizontal illustrant le régime saturé secondaire constitué de structures de Taylor-Görtler pour $S/D = 12$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2350$. Vue du dessus de la cavité, l'écoulement extérieur arrive par le bas de l'image.

fonction du nombre de Reynolds, en partant du régime primaire pour atteindre le régime secondaire et au-delà, est présentée sur la figure 3.5. On constate sur le spectre de puissance, la présence d'une ou plusieurs fréquences caractéristiques (figure 3.5). Le spectre du régime primaire comporte un seul pic dominant (figure 3.5.a). Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la dynamique transite vers le régime secondaire et un second pic f_2 apparaît dans le spectre (figure 3.5.b). Si le nombre de Reynolds est encore augmenté, des combinaisons linéaires des deux pics principaux apparaissent (figure 3.5.c). Le nombre de combinaisons et l'amplitude des pics issus de ces combinaisons augmente avec le nombre de Reynolds. Ces résonances rappellent le mécanisme d'instabilité modulationnelle où l'énergie des pics dominants est transférée vers les nouveaux modes résonants. On peut d'ailleurs remarquer une diminution de l'amplitude du pic dominant f_1 caractéristique du régime primaire quand le nombre de Reynolds atteint des valeurs élevées (figure 3.5.d). Nous verrons dans la suite plus en détails les conséquences de l'apparition de ces résonances sur l'amplitude des fréquences dominantes.

Dans ce chapitre, nous caractérisons ces deux régimes : le premier état bifurqué pour lequel les structures de Taylor-Görtler apparaissent (régime primaire) et le deuxième état

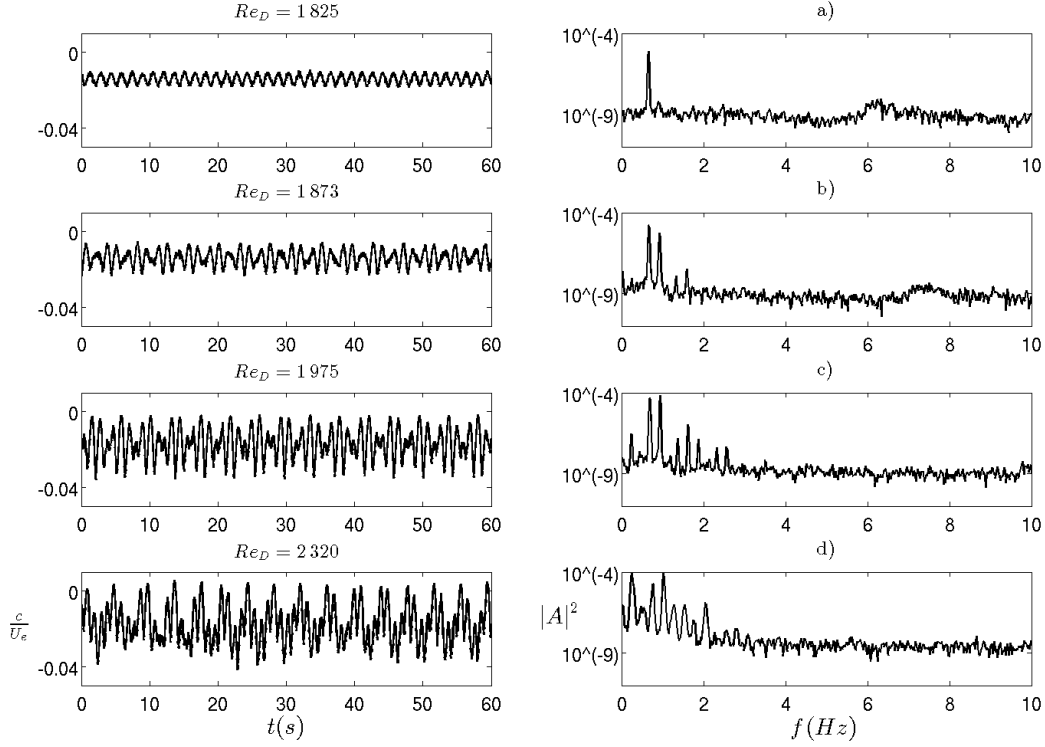


FIGURE 3.5 – Evolution des spectres de densité spectrale de puissance en fonction du nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ $L/D = 1.75$.

bifurqué caractérisé par une "danse" des structures tourbillonnaires (régime secondaire). Le troisième régime correspond à l'état turbulent intra-cavitaire dont nous parlerons au chapitre suivant.

Un outil privilégié pour établir le lien entre les modes fréquentiels, observés sur les séries temporelles locales, et les structures cohérentes tourbillonnaires, révélées par les visualisations, est fourni par la DMD (Schmid (2010), Chen *et al.* (2012)). La DMD permet en effet d'extraire des structures spatiales du champ de vitesse associées aux fréquences du spectre, en régime permanent. Meseguer-Garrido *et al.* (2011) (cf. section 3.5.2) ont mis en évidence l'existence de familles de modes globaux dont les taux de croissance sont positifs. Les modes les plus instables dépendent de la géométrie de la cavité. Dans l'étude paramétrique en nombre de Reynolds, rapport d'aspect L/D et rapport de forme S/D que nous présentons, nous faisons le bilan des modes effectivement sélectionnés dans le régime permanent. La nature supercritique ou sous-critique des bifurcations sera de plus mis en évidence.

3.2 Régime primaire

3.2.1 Etude des champs de vitesse

Afin d'extraire les caractéristiques principales de l'écoulement, des mesures PIV 2D-2C ont été réalisées dans un plan horizontal. Nous utilisons pour illustration un cas représentatif en $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $y/D = -0.30$. La vitesse extérieure est

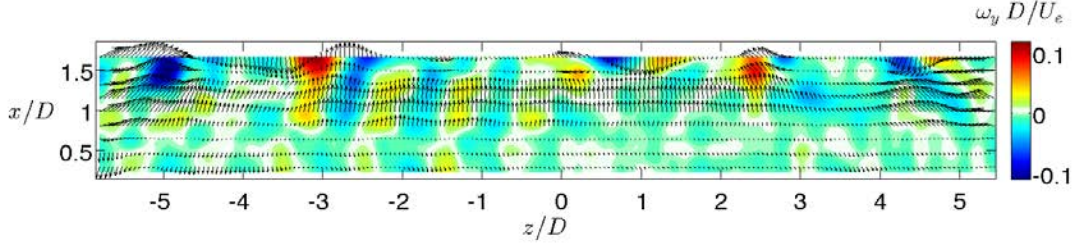


FIGURE 3.6 – Champ de vorticité instantané à $t = 0.3$ s pour une observation réalisée dans le régime primaire en $L/D = 1.75$, $S/D = 12$ et $Re_D = 1\,863$.

$U_e = 1.118$ m/s soit $Re_D = 1\,863$. La fréquence d'échantillonnage est de 10 Hz et le nombre de champs PIV utilisés est $N = 500$. Le champ de vorticité, construit sur le champ de fluctuations des vitesses U_x et U_z , révèle des structures tourbillonnaires visibles sur la figure 3.6. La longueur d'onde des structures y est évaluée à $\lambda/D \approx 1$. A partir des visualisations par fumée, nous savons que les structures de Taylor-Görtler dérivent vers les parois. Les caractéristiques de l'évolution en temps et en espace des structures d'écoulement dans le régime primaire sont obtenues quantitativement en considérant le diagramme spatio-temporel de la figure 3.7, construit sur le champ de vorticité. Ce diagramme spatio-temporel est construit à partir d'une ligne transverse (z) prélevée en $x/D = 1$ à chaque pas de temps. Une paire de tourbillons contra-rotatifs génère alternativement une vorticité positive (en rouge) et une vorticité négative (en bleu). Ainsi, les droites alternativement rouge et bleu sur la figure 3.7 représentent la dérive des structures. Dans ce cas, la pente est négative ce qui indique une dérive vers la paroi latérale gauche de la cavité. La longueur d'onde associée aux structures est définie par l'écart entre deux paires de tourbillons, donc sur le diagramme $z(t)$ entre deux droites de vorticité de même signe. On retrouve $\lambda/D = 1$. L'inverse de la pente de ces droites donne la célérité des structures. Cette pente est quasi-constante ce qui indique une vitesse de dérive constante. Ici, la dérive est de 17 mm/s soit $c/U_e = 0.015$. L'ensemble de ces structures peut être représenté par une onde propagative gauche d'amplitude complexe $\psi_1(z, t) = A_1(z, t)e^{i(\omega_1 t - k_1 z)}$ où ω_1 correspond à la pulsation associée au passage des structures en un point z donné au cours du temps, k_1 est le nombre d'onde associé et A_1 est l'amplitude. Le nombre de Strouhal associé à la propagation de ces structures $St_D(f_1) = f_1 D/U_e$, est dans le cas présenté $St_D(f_1) = 0.015$. $A_1(z, t)$ dépend explicitement de z et t . En particulier, l'onde peut être spatialement localisée, comme on peut le voir sur la figure 3.7. Cela aura d'importantes conséquences dans le chapitre suivant. Dans d'autres expériences, le diagramme spatio-temporel a révélé une onde gauche et une onde droite séparées par un point source. La position du point source le long de l'envergure est aléatoire, propre à la dynamique. Dans l'étude paramétrique que nous présentons, une seule onde est apparue dans le régime primaire. Par ailleurs, nous avons constaté que l'onde au seuil est systématiquement une onde propagative vers la gauche lorsque L/D est grand et vers la droite lorsque L/D est petit, révélant l'existence d'un biais expérimental.

3.2.2 Identification modale

La décomposition en modes dynamiques va nous permettre d'identifier la structure spatiale associée à l'onde (voir chapitre 2). Cette décomposition est réalisée sur les

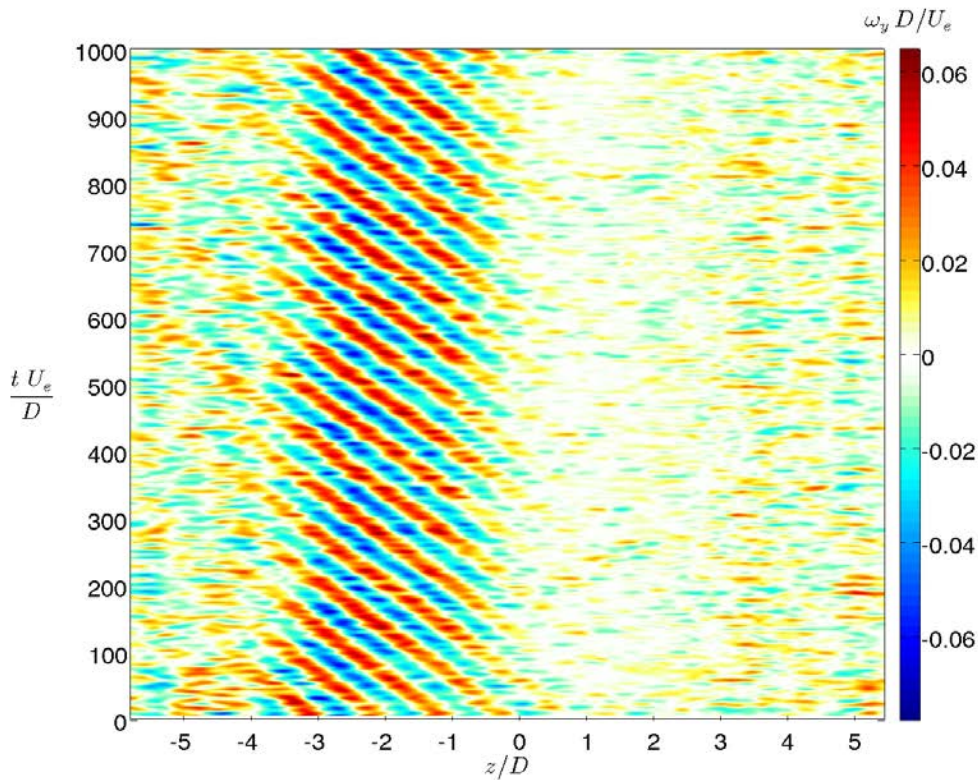


FIGURE 3.7 – Diagramme espace-temps dans le régime primaire $Re_D = 1\,863$, $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

$S/D = 12$	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.75	1.8	1.9	2
$S/D = 6$	1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.9	2	\times	\times

TABLE 3.1 – Rapports d’aspect L/D étudiés pour les deux configurations S/D .

mesures du champs de vitesse longitudinale (u_x) et transverse (u_z) simultanément. Les champs de vitesse sont obtenus par PIV 2D-2C dans le plan horizontal (z, x) du cas présenté précédemment.

La figure 3.8 présente le spectre DMD obtenu par une méthode de décomposition en valeurs singulières (SVD) pour $Re_D = 1863$. Une seule fréquence principale caractérise la dynamique à $St_D(f_1) = 0.015$ ($f_1 = 0.66$ Hz). Nous retrouvons la fréquence du mode ψ_1 identifiée précédemment sur le diagramme spatio-temporel. Le champ de vorticité du mode dynamique associé à cette fréquence est représenté sur la figure 3.9. Les parties réelle et imaginaire sont spatialement décalées d’envi  ron un quart de longueur d’onde : cel   révèle un mouvement de translation des structures tourbillonnaires vers la gauche. On retrouve l’organisation périodique du champ de vorticité suivant (\mathbf{z}) , avec une extension spatiale finie entre $-4 \leq z/D \leq 0$. On note également une rupture de la structure en $x/D = 0.5$, déjà observée dans Basley (2012). Cette rupture est associée à l’extension spatiale de la recirculation principale dans le plan d’observation.

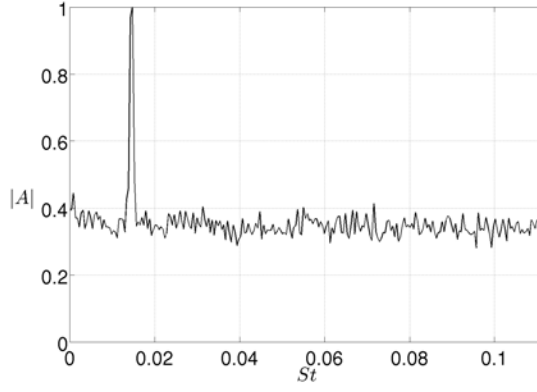


FIGURE 3.8 – Spectre DMD pour $Re_D = 1863$, $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$.

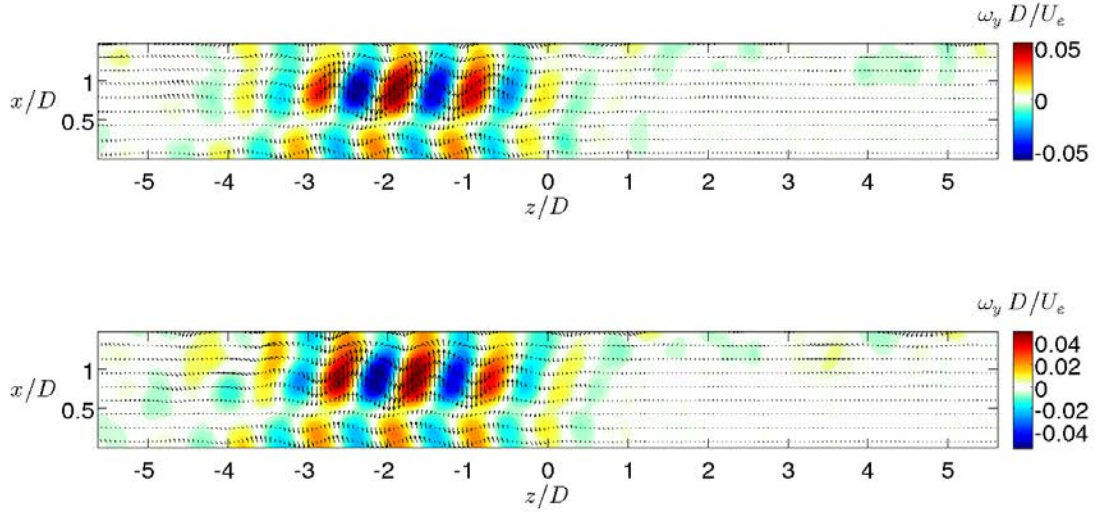


FIGURE 3.9 – Parties réelle (en haut) et imaginaire (en bas) de la vorticité adimensionnée du mode ψ_1 pour $Re_D = 1863$, $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$.

3.2.3 Bifurcations vers le régime primaire

Nous nous intéressons, dans ce qui suit, au seuil de l'instabilité primaire qui conduit à la formation des tourbillons de Taylor-Görtler. Afin de s'assurer de la nature de la bifurcation, supercritique ou souscritique, nous réalisons une rampe de vitesse croissante avec un pas de 0.02 m/s ($\Delta Re = 30$) puis une rampe décroissante avec la même variation de vitesse. Le taux de fluctuation de la vitesse extérieure est de l'ordre de 1%.

L'incertitude sur la viscosité se traduit sur les nombres de Reynolds par une incertitude de $\pm \Delta Re = 40$. Plusieurs paramètres entrent en jeu dans la stabilité de cet écoulement : le nombre de Reynolds, l'épaisseur de couche limite en amont de la cavité et les rapports L/D et S/D . Nous nous intéressons ici à deux profondeurs de cavité différentes : $S/D = 6$ et $S/D = 12$. Plusieurs rapports L/D sont étudiés pour chacune de ces configurations, cf. tableau 3.1. Les visualisations ont permis de constater que la structure au seuil est systématiquement propagative sur l'ensemble des configurations étudiées. Nous allons donc nous servir de la LDV afin d'identifier, dans le spectre du signal, les fréquences associées à la propagation des structures lorsqu'elles apparaissent. Les seuils

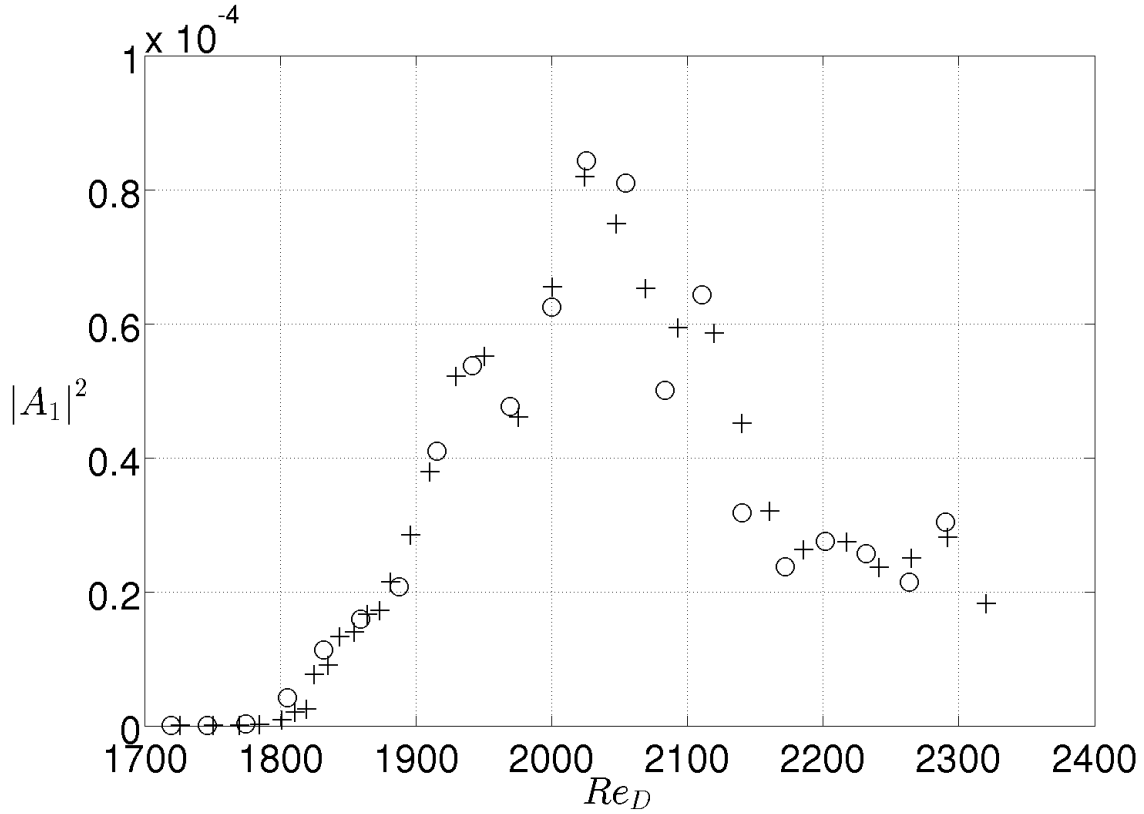


FIGURE 3.10 – Evolution de l’amplitude spectrale de puissance avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: la rampe croissante de vitesse est symbolisée par des croix et la rampe décroissante par des ronds. Le point de mesure est en $x/L = 0.38$, $y/D = -0.88$ et $z/S = 0.013$.

de bifurcation sont associés à la disparition de la fréquence principale sur les spectres et corroborés par les seuils observés à partir des visualisations. Nous illustrons les résultats sur le cas $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. La LDV mesure U_x au point $x/L = 0.38$, $y/D = -0.88$ et $z/S = 0.013$. La mesure dure 120 s. La vitesse de référence U_e est prise dans l’écoulement à l’amont en $x/D = -1.58$ et $y/D = 1.6$. Elle est mesurée juste après un incrément du paramètre de contrôle et juste avant l’incrément suivant et enregistrée pendant 60 s. La vitesse de référence U_e est alors définie comme la moyenne de ces deux mesures. La figure 3.10 montre l’évolution de la densité spectrale de puissance de l’onde propagative, en rampes croissante et décroissante de la vitesse extérieure U_e . Ce diagramme de bifurcation est réalisé à l’aide de densités spectrales de puissance obtenues avec la méthode de Welch, Welch (1967). La fenêtre utilisée correspond à un temps de 50 s, le recouvrement des fenêtres glissantes est de 99% et les données ne sont pas sur-échantillonnées (voir chapitre 2).

Sur les visualisations, nous pouvons observer une bifurcation primaire à $Re_D = 1800$. Sur les spectres LDV, une fréquence apparaît bien pour ce nombre de Reynolds avec un nombre de Strouhal $St_D(f_1) = 0.015$ caractéristique de l’onde gauche. A la précision expérimentale près, les seuils de bifurcations croissant et décroissant identifiés à partir de cette fréquence sont égaux. La bifurcation apparaît donc comme supercritique. En fait, nous retrouvons ce résultat pour toutes les configurations étudiées en $S/D = 12$ et $S/D = 6$. On observe deux décrochages en amplitude, l’un en $Re_D = 1900$ et l’autre vers

$Re_D = 2025$. Nous parlerons de ces décrochages dans la section 3.3.4. Dans la suite, l'identification paramétrique des seuils de bifurcation est réalisée pour les configurations répertoriées dans le tableau 3.1.

Etude du seuil de bifurcation primaire pour la configuration $S/D = 12$.

L'étude paramétrique du seuil de bifurcation est présentée tout d'abord dans cette section sur la plus petite profondeur de cavité étudiée : $S/D = 12$. Nous identifions la fréquence caractéristique du régime primaire à partir de la composante de vitesse U_y mesurée par LDV au point $x/L = 0.178$, $y/D = -0.24$, $z/S = -0.29$ pendant 120 s. Le point de mesure est proche du coin amont, un peu en dessous du plan affleurant et légèrement décalé du plan symétrie.

La figure 3.11.a présente l'évolution de la densité spectrale de puissance de la fréquence de l'onde en fonction du nombre de Reynolds pour chaque rapport L/D . On observe une augmentation du facteur d'amplification du mode avec le rapport L/D . Le nombre de Reynolds près du seuil critique est déterminé à partir de l'évolution $A_1(Re)$ en zéro. Sous le formalisme des équations de Ginzburg-Landau, que nous verrons dans le chapitre suivant, l'intensité $|A_1|^2$ de l'onde varie, au premier ordre, linéairement avec le paramètre de contrôle réduit $\epsilon = (Re - Re_c)/Re_c$ telle que $|A_1|^2 = \epsilon/\beta_1$. La pente extraite de cette relation correspond au facteur d'amplification de l'amplitude $1/\beta_1$. Il n'y a pas d'évolution particulière du facteur d'amplification selon la géométrie (figure 3.11.b).

L'évolution du nombre de Reynolds critique avec le rapport de forme L/D est représentée sur la figure 3.12. Deux longueurs caractéristiques différentes sont considérées pour le nombre de Reynolds : la longueur et la profondeur de la cavité. L'évolution de nombre de Reynolds critique basé sur L sur la figure 3.12.a, présente un minimum autour du rapport $L/D = 1.5$. L'évolution du nombre de Reynolds critique, basé sur la profondeur, montre une décroissance du seuil avec L/D sur la figure 3.12.b. A partir de $L/D = 1.7$, le nombre de Reynolds critique n'évolue plus avec la vitesse extérieure et tend vers une valeur asymptotique de l'ordre de $Re_{D\infty} = 1750$. Pour ces grands rapports de forme, la taille de la recirculation principale n'augmente plus avec la longueur de la cavité. Nous reviendrons sur ce point dans la section 3.5.1. Nous pouvons ainsi comprendre la croissance du nombre de Reynolds critique basé sur la longueur au delà de $L/D = 1.4$: dès que l'évolution du nombre de Reynolds critique basé sur la profondeur tend vers une asymptote, l'évolution du nombre de Reynolds basé sur la longueur croît linéairement avec la longueur.

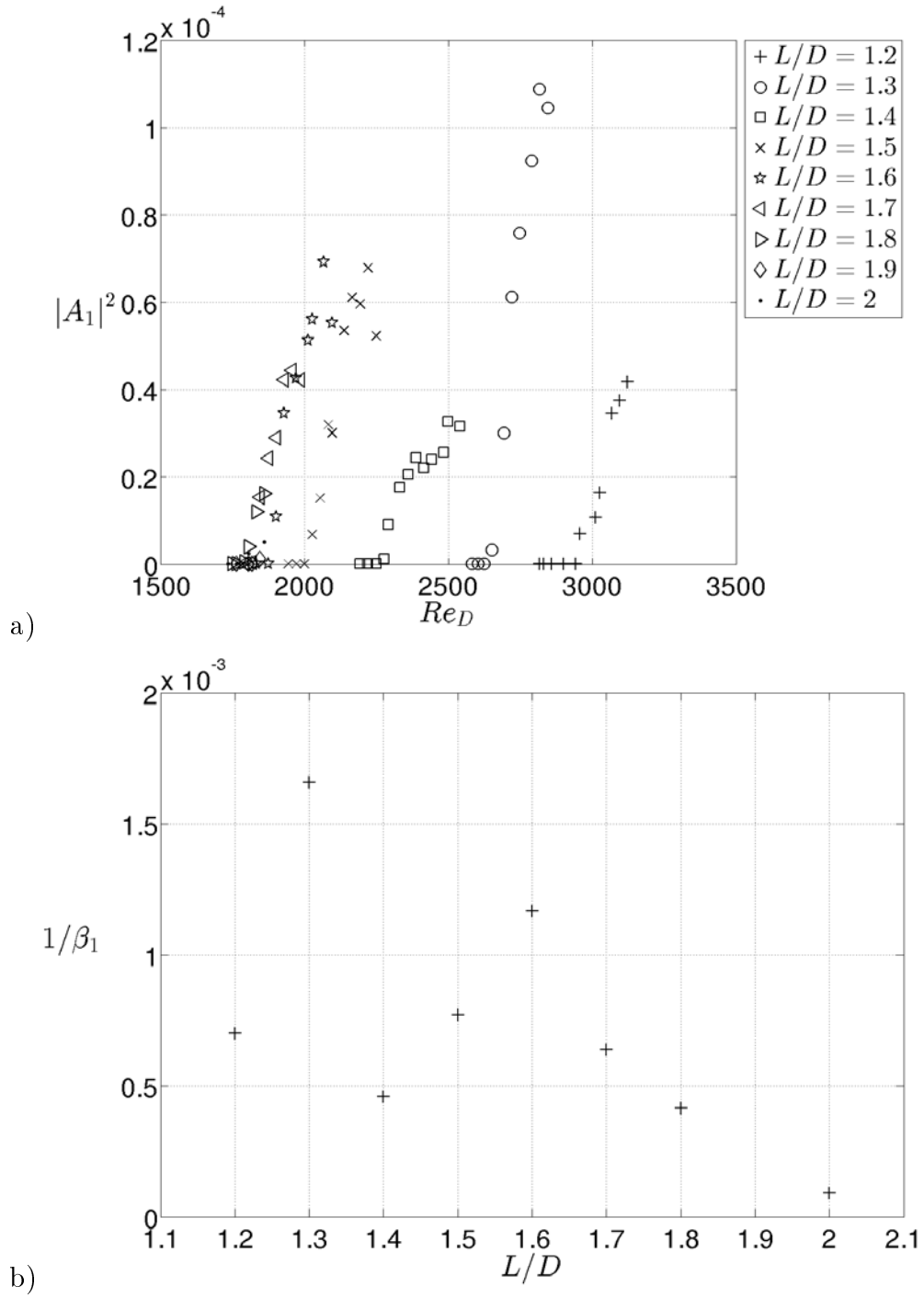


FIGURE 3.11 – Evolution de l'onde f_1 avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 12$: a) Evolution de la densité spectrale du mode $St_D(f_1)$, b) Evolution du rapport $1/\beta_1$.

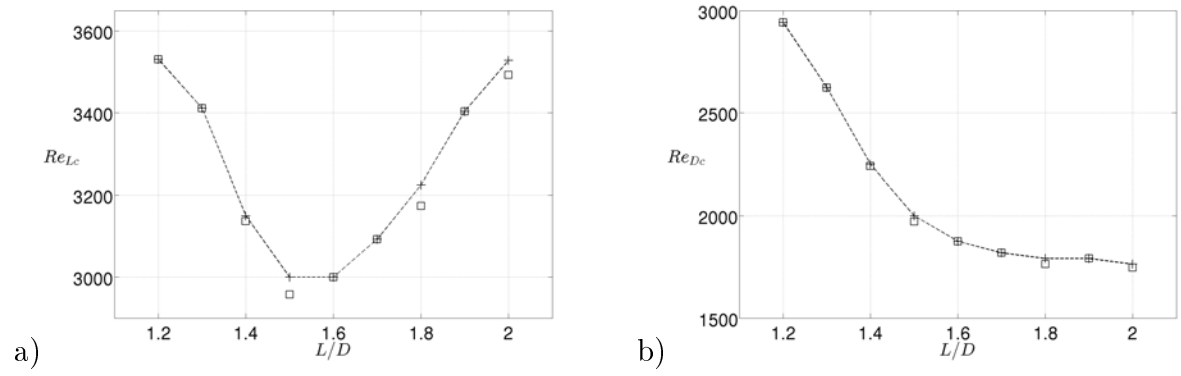


FIGURE 3.12 – Evolution des seuils de bifurcation avec le rapport L/D pour $S/D = 12$ avec la mesure LDV (+) et l'identification à partir des visualisations (□) : a) $Re_L = \frac{UeL}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{UeD}{\nu}$.

Etude du seuil de bifurcation primaire pour la configuration $S/D = 6$.

Nous étudions maintenant l'évolution des seuils de bifurcation pour une cavité plus profonde, de rapport de forme transverse $S/D = 6$. A rapport L/D égal, l'écoulement pour $S/D = 6$ est plus complexe qu'en $S/D = 12$ car pour L grand, les structures de Taylor-Görtler sont moins cohérentes. La LDV mesure la composante U_y de la vitesse au point $x/L = 0.38$, $y/D = -0.102$ et $z/S = -0.17$. La mesure est réalisée sur 120 s. Les spectres de puissance sont réalisés avec la méthode de Welch, pour une fenêtre glissante de 100 s, les fréquences les plus basses étant typiquement de l'ordre de 0.04 Hz.

L'évolution de la densité spectrale de puissance de la fréquence de propagation des structures avec le nombre de Reynolds est présentée sur la figure 3.13.a. A partir des visualisations par fumée, nous observons que le domaine d'existence du régime primaire en nombre de Reynolds est plus important que pour la configuration $S/D = 12$. Nous pouvons constater que l'amplitude de l'onde croît plus vite avec le nombre de Reynolds lorsque la longueur de la cavité augmente jusqu'à $L/D = 1.6$. Le facteur d'amplification de l'onde est donc plus fort pour les grands rapports de forme L/D . L'évolution du facteur d'amplification avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D est présentée sur la figure 3.13.b. On observe une augmentation de ce facteur d'amplification avec la longueur de la cavité, avec des valeurs particulièrement élevées pour $L/D = 1.6$ et $L/D = 1.9$.

L'évolution des nombres de Reynolds critiques, basés sur la longueur, en fonction du rapport de forme L/D , présente sur la figure 3.14.a un minimum pour le rapport de forme $L/D = 1.3$ tandis que le nombre de Reynolds critique basé sur la profondeur décroît de façon monotone sur la figure 3.14.b pour tendre vers une valeur asymptotique $Re_{D\infty} = 1900$ à partir de $L/D = 1.6$.

3.2.4 Famille de modes intra-cavitaires dans le régime primaire

Cavité $S/D = 12$.

Dans cette section, nous réalisons l'étude paramétrique des caractéristiques des modes intra-cavitaires dans le régime primaire. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la plus petite profondeur de la cavité, soit $S/D = 12$.

La figure 3.15.a présente l'évolution du nombre de Strouhal du mode associé à l'onde propagative en fonction du nombre de Reynolds pour tous les L/D étudiés. Les spectres de densité spectrale de puissance sont réalisés ici sur des fenêtres glissantes de 75 s correspondant à 15 cycles de la plus basse des fréquences identifiées, avec un recouvrement des fenêtres de 99%. Dans notre expérience, les nombres de Strouhal sont de l'ordre de 0.014 pour les $L/D \geq 1.4$. Nous retrouvons la famille de modes propagatifs identifiée dans Faure *et al.* (2009a); Meseguer-Garrido *et al.* (2011); Brès et Colonius (2008). Un décrochage en fréquence se produit pour les rapports d'aspects $L/D \leq 1, 3$. Les nombres de Strouhal sont alors de l'ordre de $St_D \approx 10^{-3}$. Par ailleurs, remarquons que la fréquence f_1 décroît de façon monotone avec le rapport L/D (figure 3.15.b). Ce résultat est intéressant car il montre que la longueur de cavité L est aussi un paramètre contrôlant cette fréquence.

Ce résultat rappelle celui de Brès et Colonius (2008) sur le lien entre la taille de la recirculation principale et la fréquence du mode intra-cavitaire sélectionné : plus la longueur de la cavité augmente et plus la taille de la recirculation principale augmente et la fréquence du mode intra-cavitaire diminue. Pour ces auteurs, la fréquence du mode

intra-cavitaire est associée à l'inverse du temps de retournement de la recirculation principale, alors que nous associons le mode intra-cavitaire à sa fréquence de dérive : comment concilier ces deux points de vue ? Nous pensons que la combinaison de ces deux mouvements peut être induite par une structure hélicoïdale des tourbillons. Nous reviendrons sur cette interprétation dans la suite.

L'évolution de la longueur d'onde des structures avec la géométrie de la cavité L/D est présentée sur la figure 3.16 à partir d'expériences situées à égale distance du seuil de bifurcation (ϵ compris entre 0 et 0.04). La longueur d'onde des structures est déterminée à partir de diagrammes spatio-temporels construit à l'aide des visualisations par fumée de spectacle. Nous obtenons cette longueur en divisant la vitesse de propagation des structures par la fréquence temporelle obtenue par LDV. On remarque pour $L/D \leq 1.3$, $\lambda/D \cong 0.72$, puis une variation rapide de la longueur d'onde autour de $L/D = 1.4$ avant d'atteindre un maximum en $L/D = 1.5$ où $\lambda/D = 1.15$. Souvenons-nous qu'il s'agit précisément de la valeur de L/D pour laquelle le nombre de Strouhal des ondes subit une rupture (cf. figure 3.15). A partir de $L/D = 1.5$, on observe une décroissance de la longueur d'onde jusqu'à $L/D = 2$ où $\lambda/D = 0.86$. Nous avons observé une quasi-inexistence du régime primaire à partir de $L/D = 1.8$, la mesure n'est donc pas effectuée à 4% du seuil. La dispersion des valeurs autour de $\lambda/D = 1$ est mise sur le compte d'un écart au seuil légèrement différent d'une expérience à l'autre. L'évolution de la longueur d'onde a été donnée dans Faure *et al.* (2009a) en fonction des trois paramètres de contrôle L/D , S/D et Re_D . Les auteurs montrent une légère augmentation de la longueur d'onde avec le nombre de Reynolds ainsi qu'une augmentation avec les rapports de forme L/D et S/D .

Les ruptures identifiées sur l'évolution des nombres de Strouhal de l'onde propagative et de la longueur d'onde des structures suggèrent que la famille de modes sélectionnée au seuil de l'instabilité primaire n'est pas la même pour les petits et les grands rapports de forme L/D . Les nombres de Strouhal identifiés pour les $L/D \leq 1.3$ sont de l'ordre de 10^{-3} , soit un ordre de grandeur inférieur aux nombres de Strouhal communément observés pour les rapports de forme $L/D \geq 1.4$. A partir du rapport $L/D = 1.4$, le tourbillon de coin à l'amont de la cavité augmente en taille. Dès lors, nous pouvons supposer que les effets centrifuges sont modifiés ce qui peut conduire à la sélection d'une autre famille de mode. Dans la littérature, le mode intra-cavitaire identifié pour $L/D = 1$ est stationnaire, Brès et Colonius (2008); Meseguer-Garrido *et al.* (2011). Aussi, cette lente dérive observée aux petits rapports de forme, peut-elle être associée à l'existence de modes "quasi-stationnaires" ? Cette dérive, également observée en cavité carrée dans les simulations numériques directes avec des parois latérales rigides (Faure *et al.* (2009a)), suggère un mécanisme lié à la présence des bords latéraux. Cette discussion sera développée dans la section 3.5.1.

Cavité $S/D = 6$.

L'évolution du nombre de Strouhal associé à l'onde propagative en fonction du nombre de Reynolds, pour les différents L/D , est présenté sur la figure 3.17. La situation est différente de celle observée pour la configuration $S/D = 12$. Pour l'ensemble des rapports de forme étudiés, les nombres de Strouhal sont compris entre 0.002 et 0.006. Ces nombres de Strouhal sont typiques de ceux de la famille de modes "quasi-stationnaires" identifiée pour la configuration $S/D = 12$ pour les petits rapports de forme $L/D \leq 1.3$. On remarque sur la figure 3.17.b que les fréquences se distribuent sur des paliers. Cela

s'explique par la résolution spectrale des fréquences, de l'ordre de 10^{-2} Hz, soit $\delta St = 10^{-3}$. On peut voir sur la figure 3.17.b que les fréquences sont quasiment constantes avec le nombre de Reynolds, à la résolution spectrale près.

Pour cette configuration, nous estimons la longueur d'onde à partir de la mesure de la célérité des ondes extraite des diagrammes spatio-temporels et de la fréquence mesurée par LDV ($\lambda = c/f$) pour des expériences réalisées entre $\epsilon = 0.03$ et $\epsilon = 0.057$. Les résultats sont présentés sur la figure 3.18. La longueur d'onde est d'ordre $\lambda/D = 0.68$. On observe une grande dispersion mais pas de tendance franche avec le rapport de forme L/D . Ces modes ont en fait les mêmes caractéristiques spatiale et temporelle que la famille de modes quasi-stationnaires identifiée pour $S/D = 12$. La famille de modes instationnaires ne semble donc pas être sélectionnée pour cette profondeur de cavité. Nous reviendrons sur ce point dans la suite.

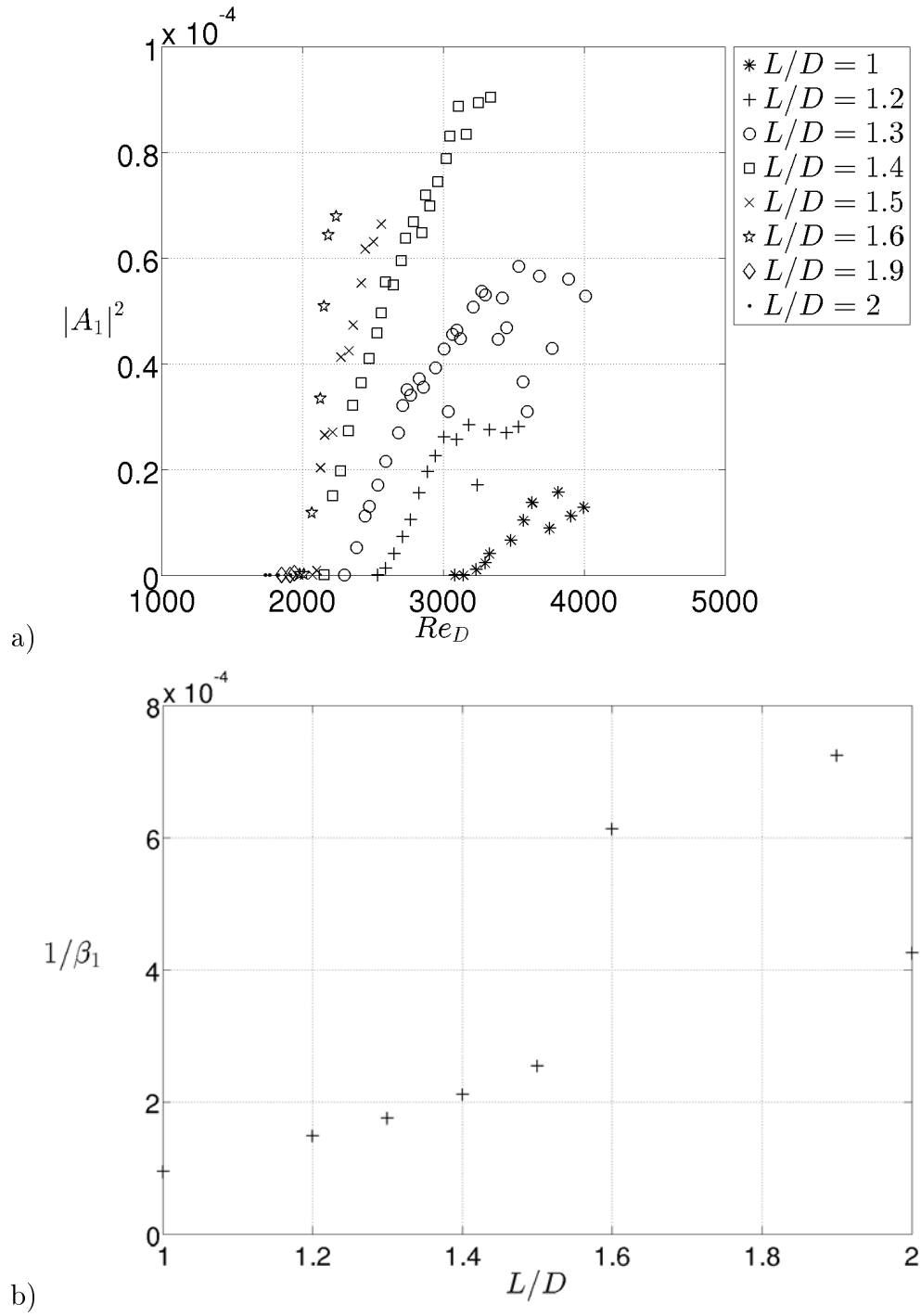


FIGURE 3.13 – Evolution de l'onde f_1 avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 6$: a) Evolution de la densité spectrale du mode $St_D(f_1)$, b) Evolution du rapport $1/\beta_1$.

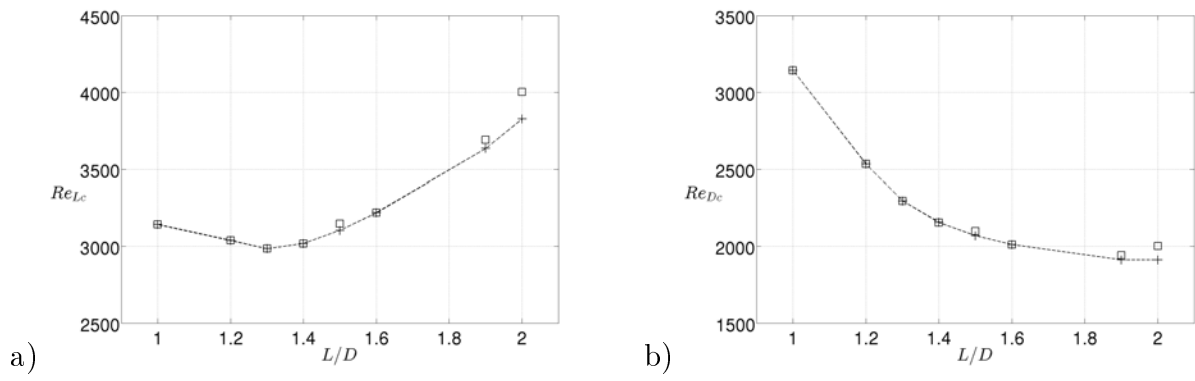


FIGURE 3.14 – Evolution des seuils de bifurcation avec le nombre de Reynolds dans le régime primaire pour $S/D = 6$ avec la mesure LDV (+) et l'identification à partir des visualisations (□) : a) Re_{Lc} b) Re_{Dc} .

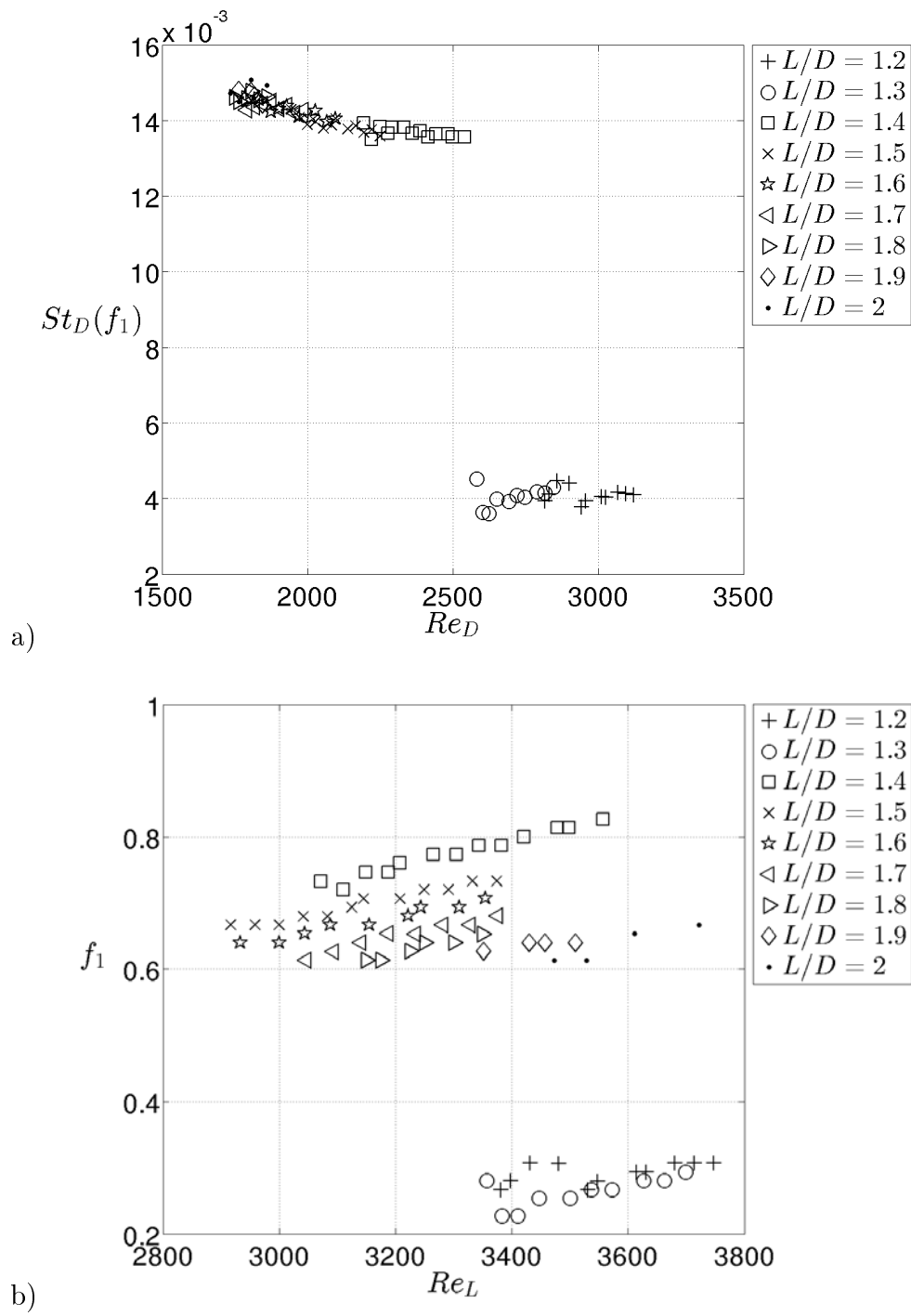


FIGURE 3.15 – Evolution de l'onde propagative avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ dans le régime primaire : a) évolution du nombre de Strouhal, b) évolution de la fréquence.

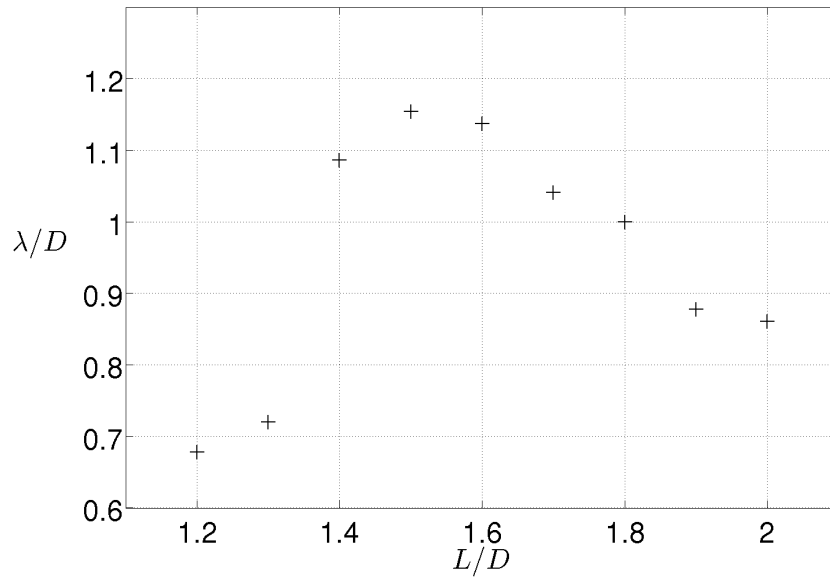


FIGURE 3.16 – Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 12$ dans le régime primaire avec $\epsilon = 0.042$ pour $L/D = 1.2$, $\epsilon = 0.037$ pour $L/D = 1.3$, $\epsilon = 0.037$ pour $L/D = 1.4$, $\epsilon = 0.041$ pour $L/D = 1.5$, $\epsilon = 0.030$ pour $L/D = 1.6$, $\epsilon = 0.031$ pour $L/D = 1.7$, $\epsilon = 0$ pour $L/D = 1.8$, $\epsilon = 0$ pour $L/D = 1.9$ et $\epsilon = 0$ pour $L/D = 2$.

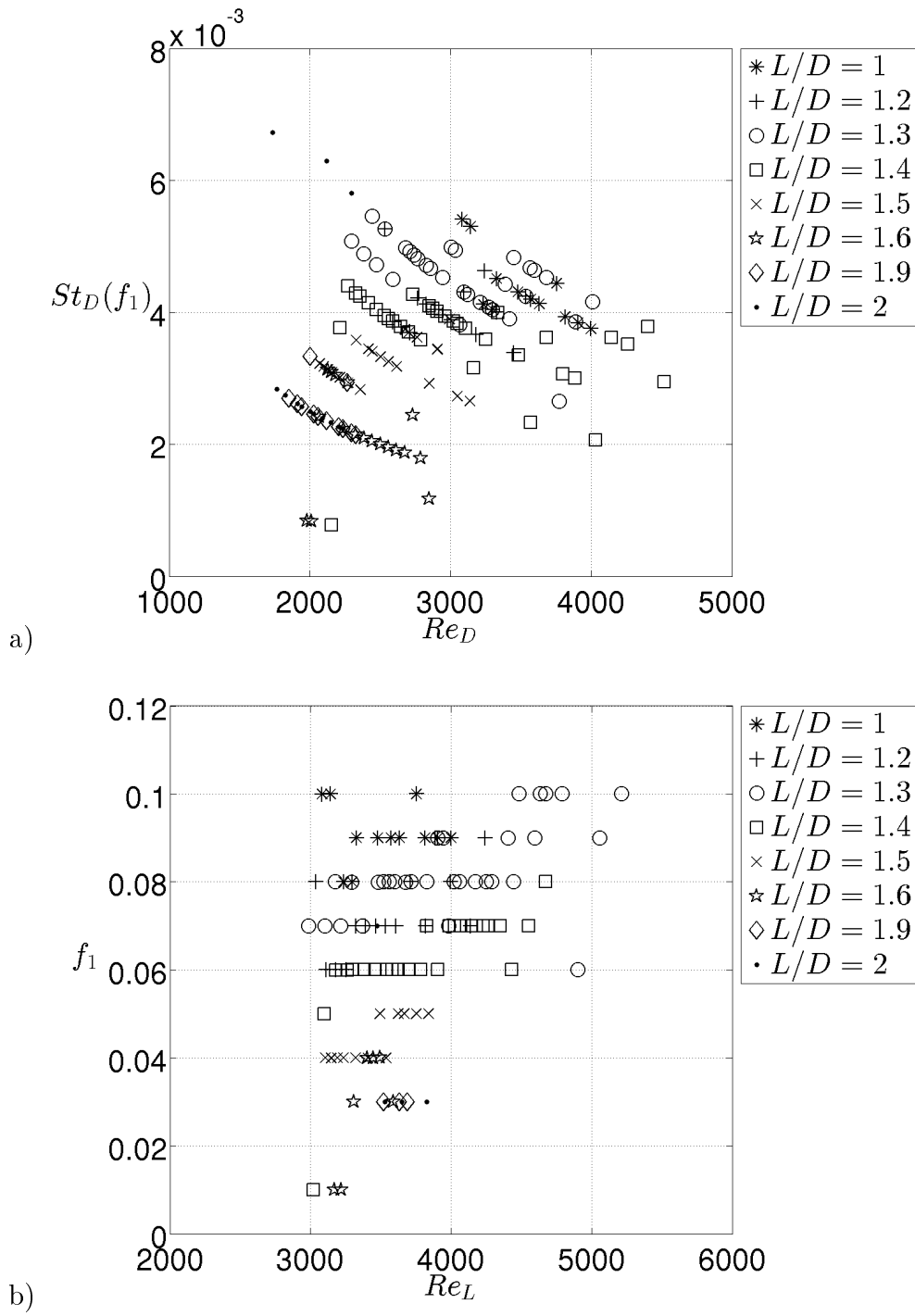


FIGURE 3.17 – Evolution de l'onde 1 avec le nombre de Reynolds et le rapport d'aspect L/D pour la configuration $S/D = 6$: a) évolution du nombre de Strouhal, b) évolution de la fréquence.

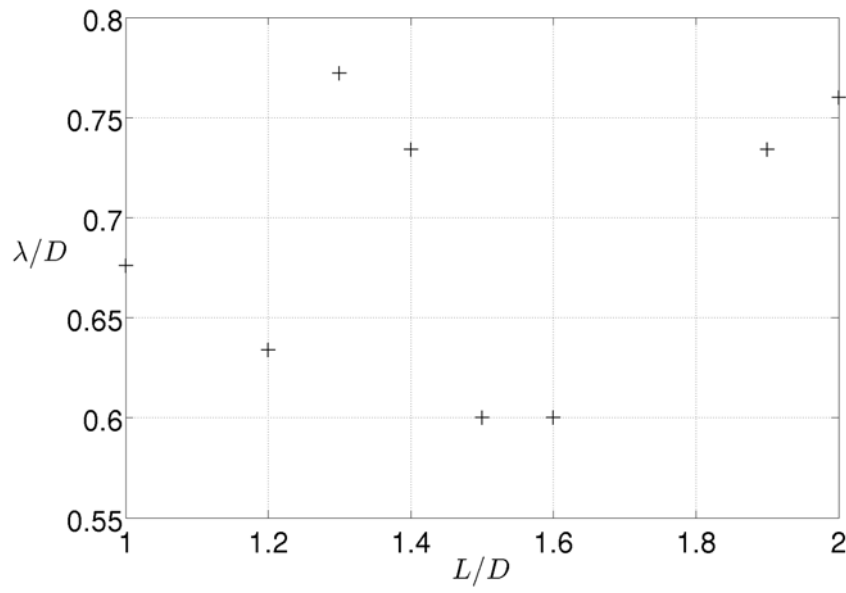


FIGURE 3.18 – Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 6$ dans le régime primaire avec $\epsilon = 0,049$ pour $L/D = 1$, $\epsilon = 0.047$ pour $L/D = 1.2$, $\epsilon = 0.039$ pour $L/D = 1.3$, $\epsilon = 0.053$ pour $L/D = 1.4$, $\epsilon = 0.042$ pour $L/D = 1.5$, $\epsilon = 0.057$ pour $L/D = 1.6$, $\epsilon = 0.016$ pour $L/D = 1.9$ et $\epsilon = 0.015$ pour $L/D = 2$.

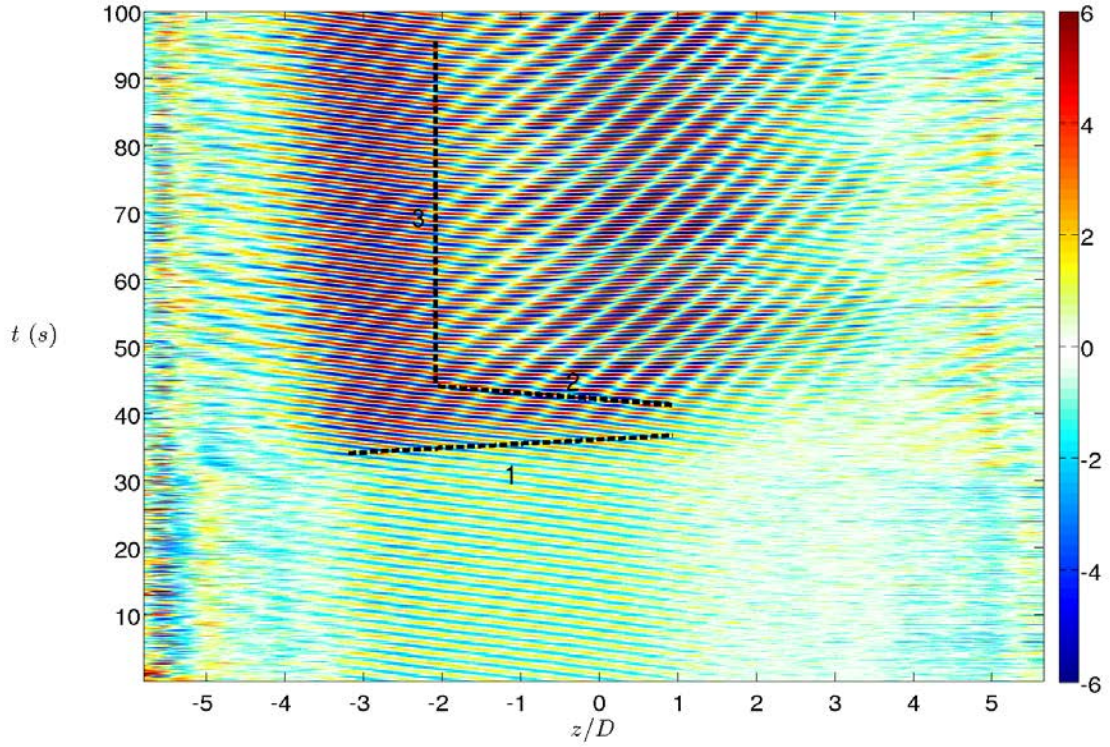


FIGURE 3.19 – Diagramme spatio-temporel de la transition du régime primaire vers le régime secondaire pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$.

3.3 Régime secondaire

L'allée de tourbillons de Taylor-Görtler connaît un changement de comportement quand Re_D dépasse une nouvelle valeur critique. Dans cette section, nous nous intéressons à la dynamique de ce nouveau régime. En plus de la dérive des structures observée dans le régime primaire, les tourbillons ont un mouvement oscillant périodique dans la direction de l'écoulement extérieur. Lorsqu'une paire de tourbillons croît, la paire voisine décroît (figure 3.4).

Si l'on considère le régime primaire comme le nouvel état de base, étudier la transition du régime primaire vers le régime secondaire devrait permettre de révéler les nouveaux modes caractéristiques du régime secondaire. La DMD est un outil d'analyse particulièrement adapté car il permet d'accéder au taux de croissance des modes. La section suivante fait l'objet de cette étude. Dans la section 3.3.2, nous regarderons les modes dynamiques caractéristiques du régime saturé. Puis nous identifierons la nature du seuil de bifurcation et l'évolution du seuil critique avec les rapports S/D et L/D dans la section 3.3.4. Enfin, nous étudierons l'évolution des caractéristiques temporelles et spatiales des modes pour plusieurs rapports S/D et L/D dans la section 3.3.5.

3.3.1 Dynamique transitoire entre les régimes primaire et secondaire

Afin de caractériser la transition entre le régime primaire et le régime secondaire, on étudie la réponse de l'écoulement à une brusque augmentation du nombre de Reynolds de $Re_D = 1847$ à $Re_D = 2143$ au temps $t = 30$ s. Une mesure temporelle par LDV est réalisée en $x/L = 0.955$, $y/D = -0.04$ et $z/D = -0.32$, synchronisée à des mesures PIV 2D-2C dans un plan horizontal situé en $y/D = -0.30$. La caméra est une DALSA GENIE HM-1024 avec un objectif de focale $f = 25$ mm et un grandissement de 0.277 mm/pix. Le nombre de champs PIV est $N = 1500$ et la fréquence d'échantillonnage est $f_e = 15$ Hz soit une durée d'expérience de 100 s.

A l'aide des champs PIV, nous pouvons construire le diagramme spatio-temporel de la figure 3.19 à partir d'une ligne d'espace prélevée sur les champs instantanés de vorticité en $x/D = 1$ pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. Sur ce diagramme, nous pouvons identifier une augmentation de l'amplitude de l'onde gauche à partir de $t = 35$ s avec un front se déplacant depuis $z/D = -3.5$ jusqu'à $z/D = 1$ avec une célérité d'environ 40 mm/s. Ce front est représenté par une droite en pointillés noirs numérotée 1 sur la figure.   $t = 40$ s, on remarque l'émergence depuis la droite de l'image ($z/D = 1$), d'une onde droite qui se superpose à l'onde gauche et la module. Le front de saturation de l'onde droite se propage vers la gauche à une vitesse $c_{front} \approx 15$ mm/s, matérialisée sur la figure par la droite en pointillés noirs numérotée 2. Au bout d'un temps $t = 45$ s, le front stoppe sa progression en $z/D = -2,25$ et reste stationnaire (droite numérotée 3).

L'onde gauche quant à elle devient de plus en plus contrastée après le transitoire : l'amplitude de l'onde gauche augmente jusqu'à saturation. Trois  tats sont différenciés dans la suite : le régime avant le transitoire pour $0 < t < 27$ s, le régime durant la transition pour $27 < t < 40$ s et enfin le régime après le transitoire pour $t > 66$ s. La figure 3.20 montre les spectres DMD de ces différents  tats. On voit clairement l'apparition d'une deuxième fréquence au cours du transitoire, puis la saturation des deux pics dominants et de leurs combinaisons sur le troisième spectre. Une représentation parlante des valeurs propres consiste à tracer leur partie imaginaire en fonction de leur partie réelle. Ce faisant, un cercle de valeur propre est identifiable. Selon la position des valeurs propres par rapport au cercle unité, il est possible de distinguer les modes stables des modes instables. Les régimes avant et après transition correspondent à des  tats saturés si bien qu'aucune valeur propre ne sort du cercle unité sur les figures 3.21.a,c. Des modes d'amplitude négligeable apparaissent à l'intérieur du cercle. Ces modes evanescents sont assimilés à des artefacts. Lors du transitoire, plusieurs modes ont un module de leur valeur propre supérieur à 1, cf. figure 3.21.b. Deux fréquences en particulier ont un taux de croissance positif élevé et sont associées aux nombres de Strouhal $St_D(f_1) = 0.015$ et $St_D(f_2) = 0.020$ qui sont les nombres de Strouhal identifiés sur le diagramme spatio-temporel et sur les mesures LDV, associés aux ondes propagatives gauche et droite respectivement. La transition vers le régime secondaire montre l'apparition d'une nouvelle fréquence f_2 avec un taux de croissance de $\sigma_{f_2} = 1.9 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ tandis que la fréquence f_1 a un taux de croissance $\sigma_{f_1} = 5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Dans la suite, nous nous intéressons à la dynamique saturée du régime secondaire.

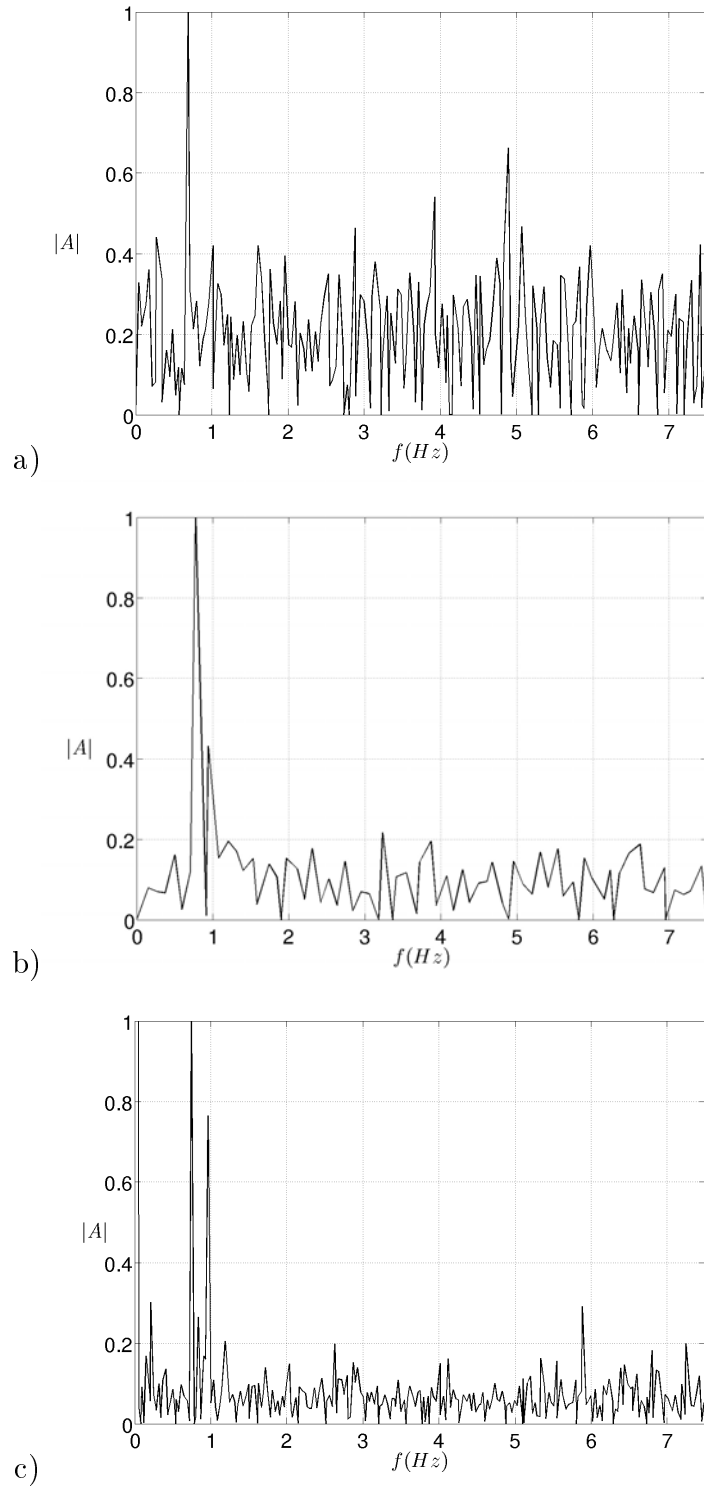


FIGURE 3.20 – Spectre DMD par méthode SVD pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: a) régime avant transitoire, b) régime transitoire, c) régime après transitoire.

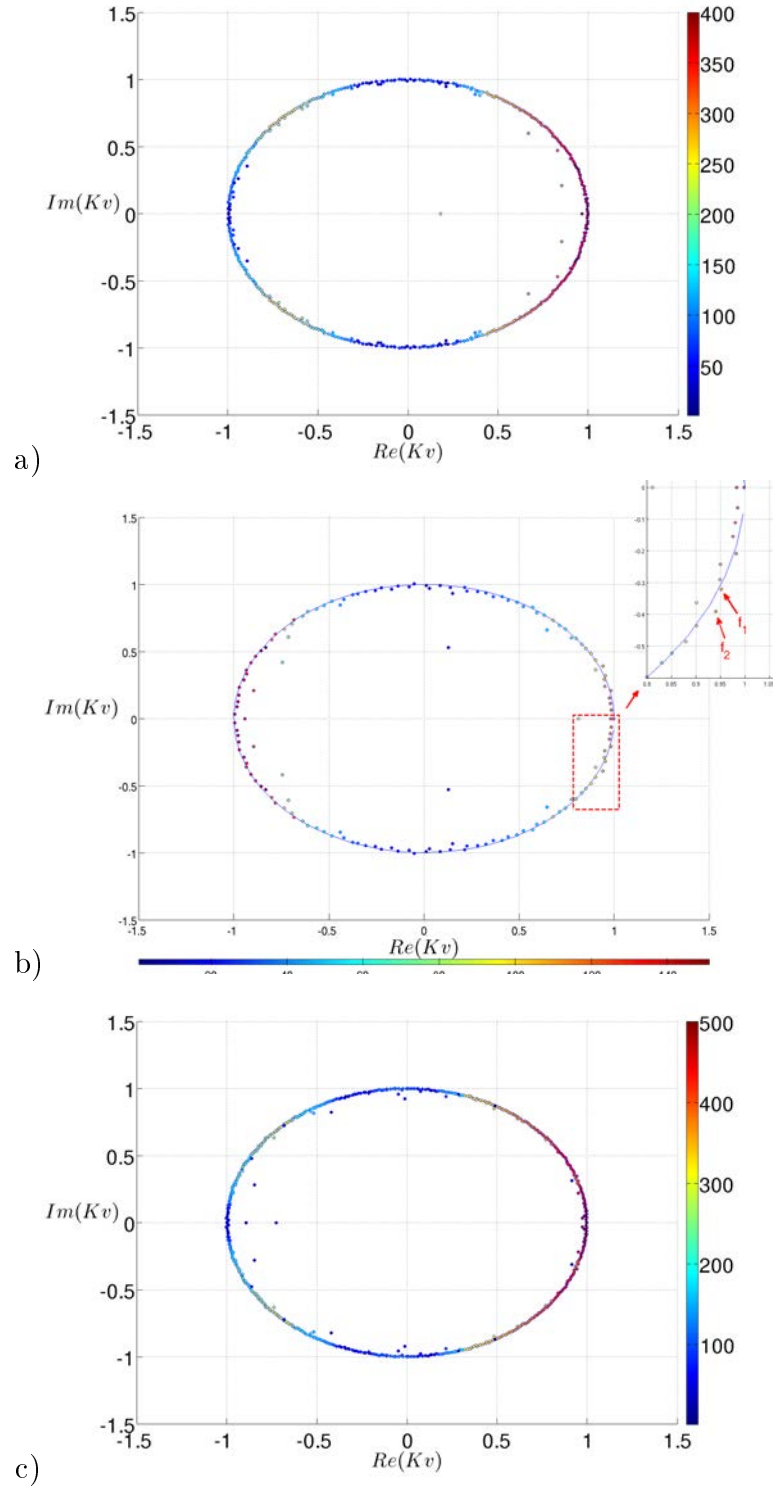


FIGURE 3.21 – Spectre des valeurs propres de la DMD pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: a) le régime avant le transitoire, b) le régime transitoire, c) le régime après le transitoire. La valeur maximale du code couleur est associée au premier mode.

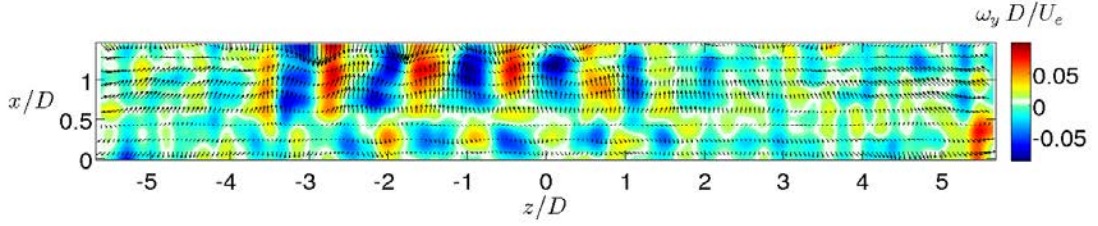


FIGURE 3.22 – Champ de vorticité instantané adimensionné par la vitesse extérieure U_e   $t = 0.3$ s   $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

3.3.2 Analyse modale dans le régime secondaire saturé

Nous étudions ici plus en détails la dynamique du régime secondaire à partir d'une analyse modale par DMD sur des champs PIV. Nous utilisons le même cas représentatif que celui utilisé pour le régime primaire : $S/D = 12$ et $S/D = 1.75$. Le champ de vitesse horizontal instantané est présenté sur la figure 3.22. Nous retrouvons la même structure spatiale de l'écoulement que celle identifiée dans le régime primaire, avec une périodicité latérale du champ de vorticité due à la présence des tourbillons de Taylor-Görtler. La figure 3.23 correspond au diagramme spatio-temporel réalisé à partir d'une ligne en z en $x/D = 1$, extraite des champs de vorticité instantanés à chaque pas de temps. On distingue trois zones : une zone sans onde en $z/D < -4$ et $z/D > 2$, une zone où l'onde gauche est seule pour $-4 < z/D < -2,5$ et enfin une large zone exhibant une structure caractéristique d'interférences en $-2,5 < z/D < 1$. Trois pentes sont identifi bles sur ce diagramme. La pente 1 correspond à une dérive vers la gauche à une célérité $c = 17$ mm/s ($c/U_e = 0.014$). La longueur d'onde vaut $\lambda/D \approx 1$. On en déduit un nombre de Strouhal associé à la propagation des structures vers la gauche $St_D = \frac{cD}{\lambda U_e} = 0.014$. La pente 2 correspond à une dérive vers la droite   une célérité $c = 26$ mm/s ($c/U_e = 0.022$) pour une longueur d'onde $\lambda/D \approx 1$, soit un nombre de Strouhal $St_D = 0.021$. Enfin, la pente 3 correspond à une célérité $c = 3.4$ mm/s ($c/U_e = 0.0030$) soit un nombre de Strouhal $St_D = 0.0030$, qui correspond approximativement à la demi-différence entre les nombres de Strouhal des deux ondes gauche et droite. Cette célérité est celle des noeuds de l'onde stationnaire produite par la superposition des ondes gauche et droite. En effet, la superposition de deux ondes de même amplitude donne :

$$\begin{aligned} \cos(\omega_1 t + k_1 z) + \cos(\omega_2 t - k_2 z) &= 2 \cos\left(\frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 - k_2)}{2} z\right) \times \cos\left(\frac{(\omega_1 - \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 + k_2)}{2} z\right) \\ &= 2 \cos\left(\frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 - k_2)}{2} z\right) \underbrace{\cos\left(\frac{(\omega_1 - \omega_2)}{2} t + \frac{(k_1 + k_2)}{2} z\right)}_{\frac{(k_1 + k_2)}{2} (c_{noeud} t + z)} \end{aligned}$$

Afin d'identifier la structure spatiale associée aux modes principaux, nous réalisons une analyse modale par décomposition en modes dynamiques (DMD) dans le régime saturé. La DMD (méthode SVD) est réalisée sur $N = 500$ champs de vitesse dans un plan horizontal ($y/D = -0.33$). Le spectre d'amplitude pour $Re_D = 2000$ est présenté sur la figure 3.24. Deux fréquences principales sont observées : $St_D(f_1) = 0.015$ ($f_1 = 0.70$ Hz) et $St_D(f_2) = 0.020$ ($f_2 = 0.94$ Hz). Deux pics secondaires apparaissent, correspondant l'un à la somme des deux pics principaux $St_D(f_+) = 0.034$ ($f_+ = 1.6$ Hz) et l'autre

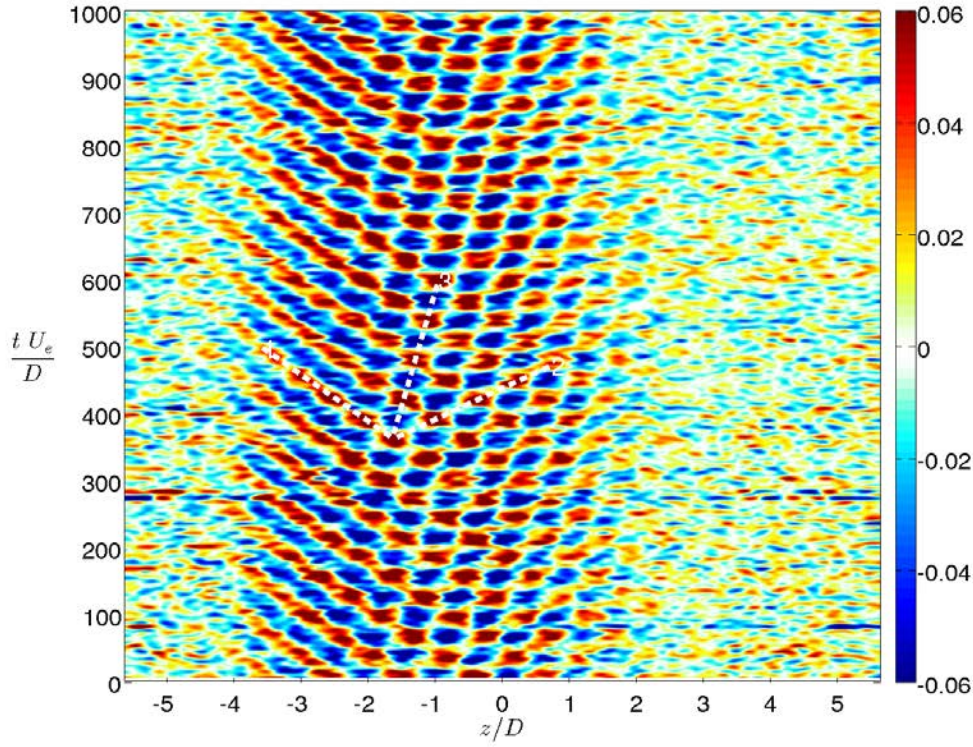


FIGURE 3.23 – Diagramme espace-temps en $x/D = 1$ pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

correspondant à la différence des deux pics principaux $St_D(f_-) = 0.0054$ ($f_- = 0.26$ Hz), caractéristiques de couplages non-linéaires quadratiques entre les deux ondes propagatives.

Le mode spatial associé à $St_D(f_1) = 0.015$ est une onde gauche, comme le montre la figure 3.25 : c'est en fait l'onde gauche identifiée dans le régime primaire. La figure 3.26 indique un mode propagatif droit associé au nombre de Strouhal $St_D(f_2) = 0.020$.

Le mode résultant de la somme des deux pics principaux ($\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$, $k_+ = k_1 - k_2$), est représenté sur la figure 3.27. La structure du mode semble uniforme selon l'envergure. Ce mode est constitué d'une haute fréquence temporelle (la somme des fréquences des modes principaux) pour une basse fréquence spatiale (la soustraction des nombres d'onde des modes principaux). La longueur d'onde est en effet $\lambda = 2S$. La dynamique associée au mode "différence" est une onde propagative droite, centrée en $z/D = 0$ selon l'envergure, cf. figure 3.28. Ce mode à basse fréquence temporelle ($\omega_- = \omega_2 - \omega_1$, $k_- = k_1 + k_2 \approx 2k$) est associé à une haute fréquence spatiale.

Nous pouvons maintenant réduire la dynamique dans le régime secondaire à la superposition de deux ondes quasi-symétriques contra-propagatives identifiées par DMD :

$$\psi(x, z, t) = \psi_1(x, z, t) + \psi_2(x, z, t) \quad (3.1)$$

La figure 3.29 montre le diagramme spatio-temporel synthétique réalisé à partir du modèle 3.1 sur la même ligne en z que celle utilisée pour le diagramme spatio-temporel de la figure 3.23. Nous pouvons constater que la dynamique identifiée sur la figure 3.23 est fidèlement reproduite. La superposition des deux modes propagatifs génère une onde

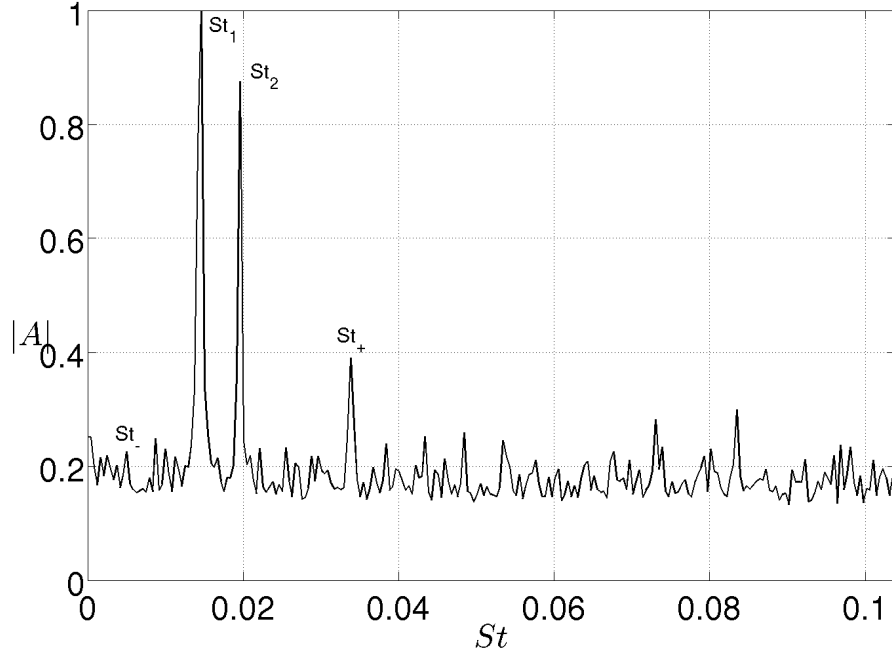


FIGURE 3.24 – Spectre DMD par matrice SVD pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

quasi-stationnaire qui dérive légèrement vers la droite à cause de la légère différence de fréquence entre les deux modes. On distingue également une zone de dérive vers la gauche pour $-3 \leq z/D \leq -2$, une dérive sur la droite légèrement modulée et un motif d'interférence pour $-2 \leq z/D \leq 0$. La célérité de l'onde gauche vaut $c_1 = 18$ mm/s ($c/U_e = 0.015$) et la célérité de l'onde droite $c_2 = 24$ mm/s ($c/U_e = 0.020$). La pente quasi verticale située au centre donne une célérité $c_- = 3.0$ mm/s ($c/U_e = 0.0025$). La longueur d'onde des structures est de l'ordre de $\lambda/D \approx 1$.

Le régime secondaire résulte donc du couplage de deux ondes contra-propagatives. Le motif d'interférence résultant de la superposition des deux ondes a également été observé dans les expériences en eau de Basley (2012) dans une cavité ouverte de rapport d'aspect $S/D = 6$ et $L/D = 2$, pour trois nombres de Reynolds. Néanmoins, en l'absence de visualisations, ce type de motif n'avait pas été associé au régime secondaire de l'écoulement de cavité ouverte. De plus, nous réalisons ici une étude systématique des propriétés spatio-temporelles des ondes constitutives du régime secondaire.

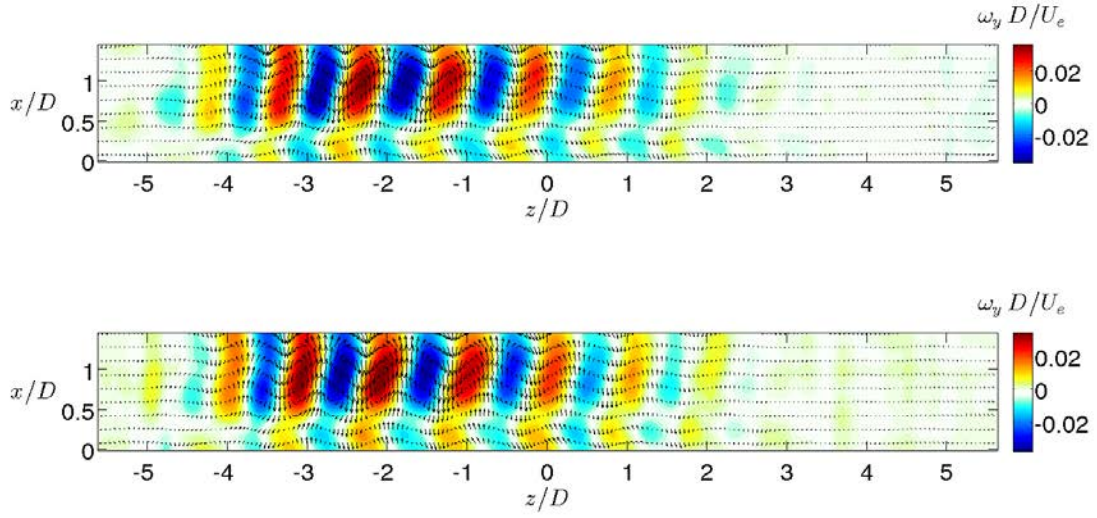


FIGURE 3.25 – Partie réelle et imaginaire de la vorticité adimensionnée du mode propagatif gauche $St_D(f_1) = 0.015$ ($f_1 = 0.70$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

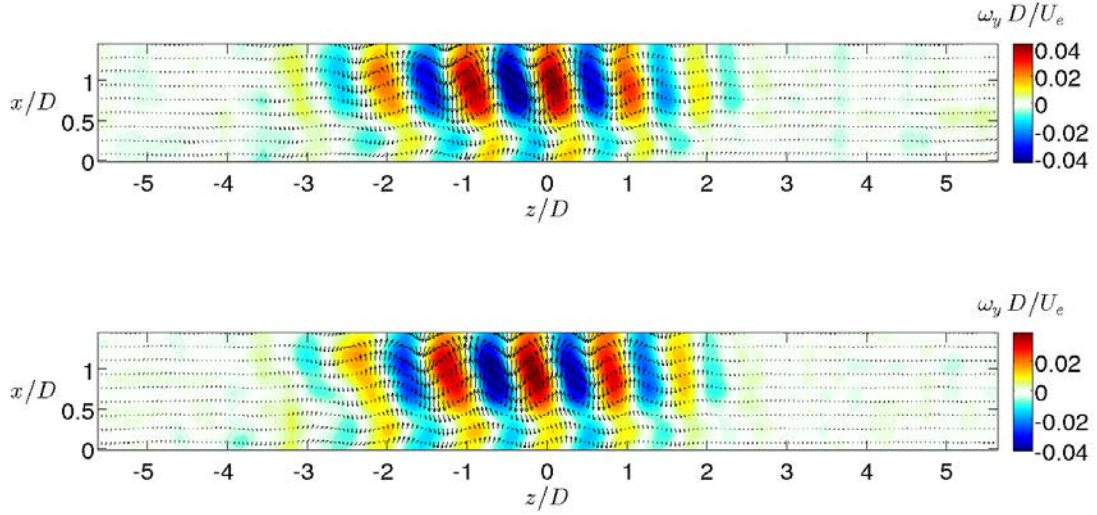


FIGURE 3.26 – Partie réelle et imaginaire du mode propagatif droit $St_D(f_2) = 0.020$ ($f_2 = 0.94$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

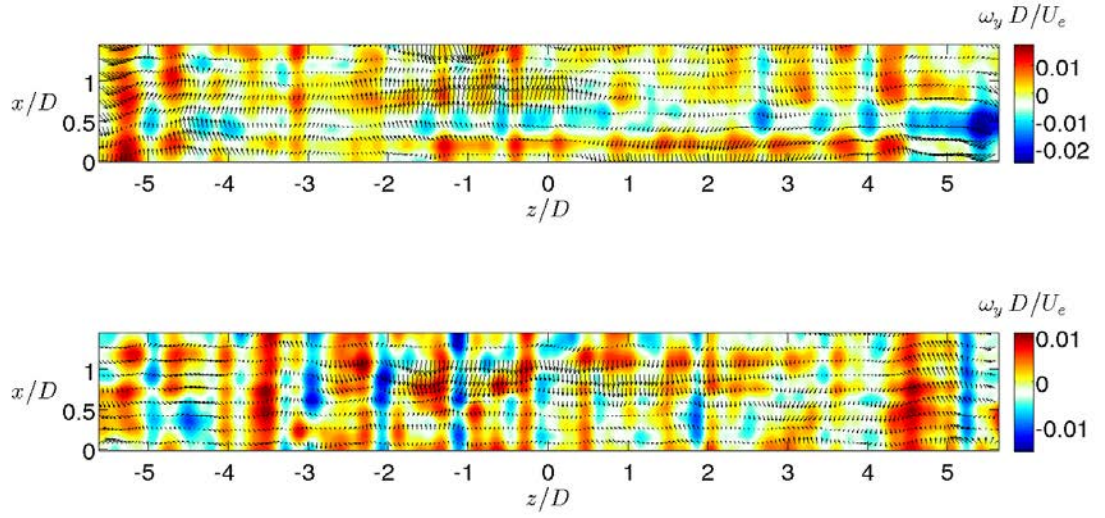


FIGURE 3.27 – Partie réelle et imaginaire du mode somme $St_D(f_+) = 0.034$ ($f_+ = 1.64$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1., 75$.

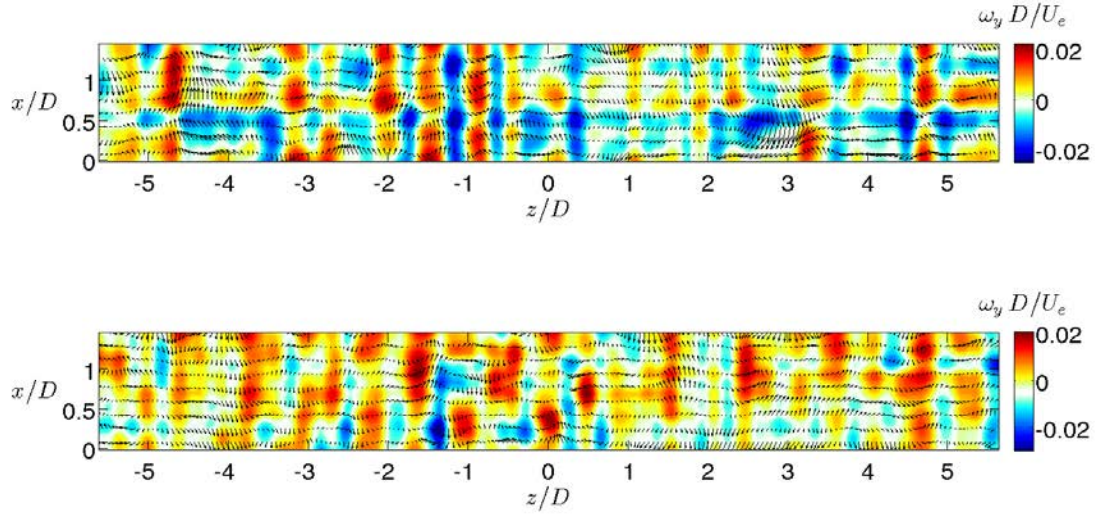


FIGURE 3.28 – Partie réelle et imaginaire du mode différence $St_D(f_-) = 0.0054$ ($f_- = 0.26$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

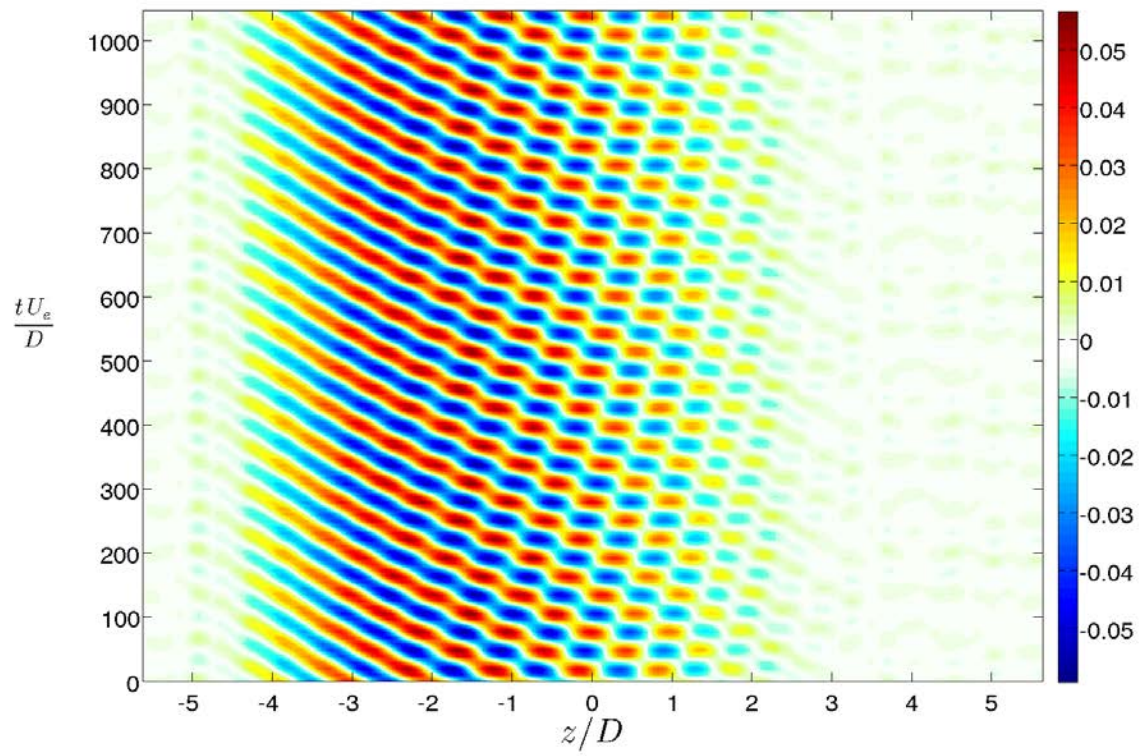


FIGURE 3.29 – Diagramme spatio-temporel synthétique en $x/D = 1$ pour $Re_D = 2000$ et la configuration $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$.

3.3.3 Structure 3D

Toutes les études réalisées jusqu'ici se sont bornées à étudier la structure des tourbillons de Taylor-Görtler dans un unique plan de coupe horizontal. Nous réalisons ici une analyse comparée en faisant varier l'altitude du plan de coupe.

Nous réalisons des mesures PIV 2D-2C dans 5 plans horizontaux situés en $y/D = -0.165; -0.33; -0.50; -0.66; -0.83$. Les paramètres de l'expérience sont les suivants : $f_e = 10$ Hz, $N = 500$, $S/D = 12$, $L/D = 1.75$, $Re_D = 2000$. Les séries de données ne sont pas synchronisées d'un plan à l'autre.

Les modes dominants sont extraits par DMD (méthode Compagnon). Les spectres DMD pour chacun des plans sont présentés sur la figure 3.30. On distingue deux fréquences dominantes dans chacun des 5 plans correspondant aux ondes propagatives gauche et droite ($St_D(f_1) = 0.015$ et $St_D(f_2) = 0.020$). Dans chacun des 5 plans, l'onde gauche est dominante. Les modes dynamiques associés à $St_D(f_1)$ et $St_D(f_2)$ sont représentés sur les figures 3.31 et 3.32 respectivement pour chacun des 5 plans.

Près du plan affleurant, jusqu'à la mi-profondeur ($y/D = -0.5$), les tubes de vorticité associés aux tourbillons de Taylor-Görtler effectuent une rotation continue de 0 à 45° autour de \vec{y} ce qui se traduit par une inclinaison des structures dans le plan (z, x) .

La structure spatiale du mode dans le plan $y/D = -0.5$ est complexe. Le mode subit une modulation selon \vec{x} . Le spectre réalisé pour cette profondeur montre que les amplitudes des modes propagatifs gauche et droit sont équivalents. Dans les plans $y/D = -0.66$ et $y/D = -0.83$, les structures sont essentiellement localisées entre $0 \leq x/D \leq 0.5$. Les différentes orientations de la structure du mode autour de \vec{y} le long de la profondeur de la cavité, suggèrent soit une inclinaison des structures tourbillonnaires soit une forme hélicoïdale. La forme hélicoïdale des ondes, figure 3.33, permet toutefois d'expliquer, les changements d'inclinaison du champ de vorticité et de vitesse le long de l'axe \vec{x} , observés dans le plan $y/D = -0.5$. L'absence de structure spatiale à l'aval au fond de la cavité suggère que les structures naissent au fond de la cavité et se développent à l'amont.

Nous présentons les champs moyens de vorticité dans les différents plans horizontaux pour compléter la description (figure 3.34). L'organisation en bande de vorticité de signe alterné de l'amont vers l'aval n'est pas simple à interpréter. L'homogénéité du champ de vorticité moyen le long de la direction transverse est attendue, elle résulte du déplacement des structures contra-rotatives.

La figure 3.34.b montre le champ de vorticité moyen dans un plan vertical situé en $z/D = 0.01$ sur un cas représentatif pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2700$. Dans le plan (x, y) , on identifie une ligne d'isovorticit  $\omega_z = 0$.   l'intérieur de ce domaine se trouve la recirculation principale correspondant grossièrement à une rotation solide.   l'extérieur se trouve la zone de gradient de décroissance de la vitesse à l'approche de la paroi dans un profil de couche limite où les structures de Taylor-Görtler sont susceptibles d'être créées, comme le montre le calcul du discriminant de Rayleigh (Faure *et al.* (2009b)). Les structures de Taylor-Görtler existent autour de la recirculation principale excepté dans le coin aval au fond de la cavité. Au fond de la cavité ($y/D = -0.83$), la recirculation principale est présente sur $0.75 \leq x/D \leq 1.5$, ce qui explique l'apparition de structures tourbillonnaires à partir de $x/D = 0.75$ dans le plan horizontal en $y/D = -0.83$. L'orientation selon \vec{x} des structures identifiées près du plan affleurant ($y/D = -0.16$) résulte probablement d'un effet de la couche cisailée qui oriente les structures dans l'axe de l'écoulement externe. L'organisation spatiale du mode droit dans les différents plans est similaire à celle observée pour le mode gauche avec une inversion

dans l'orientation des structures pour les plans $y/D = -0.33$, $y/D = -0.5$, $y/D = -0.66$ et $y/D = -0.83$ sur la figure 3.32.

Nous avons vu que les structures tourbillonnaires sont identifiables dans un plan horizontal mais est-il possible de les identifier dans un plan vertical ? Nous présentons maintenant des mesures synchronisées dans deux plans, l'un vertical, l'autre horizontal. Le plan horizontal est situé en $y/D = -0.3$ et le plan vertical en $z/D = 0.01$. La configuration que nous présentons ici est $Re_D = 2700$, $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. Le nombre de champs PIV utilisés est de $N = 200$ pour les deux plans. Les caméras utilisées sont des DALSA Génie HM 1024 et le taux de répétition est de 15 Hz.

Dans le plan horizontal, nous retrouvons les ondes propagatives gauche et droite, associées respectivement aux nombres de Strouhal $St_D(f_1) = 0.014$ et $St_D(f_2) = 0.017$ (figure 3.35).

Dans le plan vertical, on retrouve les fréquences des ondes gauche et droite dans le spectre DMD, présenté sur la figure 3.36, à $St_D(f_1) = 0.012$ et $St_D(f_2) = 0.017$. Les modes dynamiques du champ de vorticité sont présentés sur la figure 3.37.

Les modes se structurent autour de la recirculation principale, notamment près de la paroi aval de la cavité. La nature hélicoïdale des structures de Taylor-Görtler dans la direction z permet de comprendre la forte vorticité détectée dans le plan de coupe vertical, près de la paroi aval.

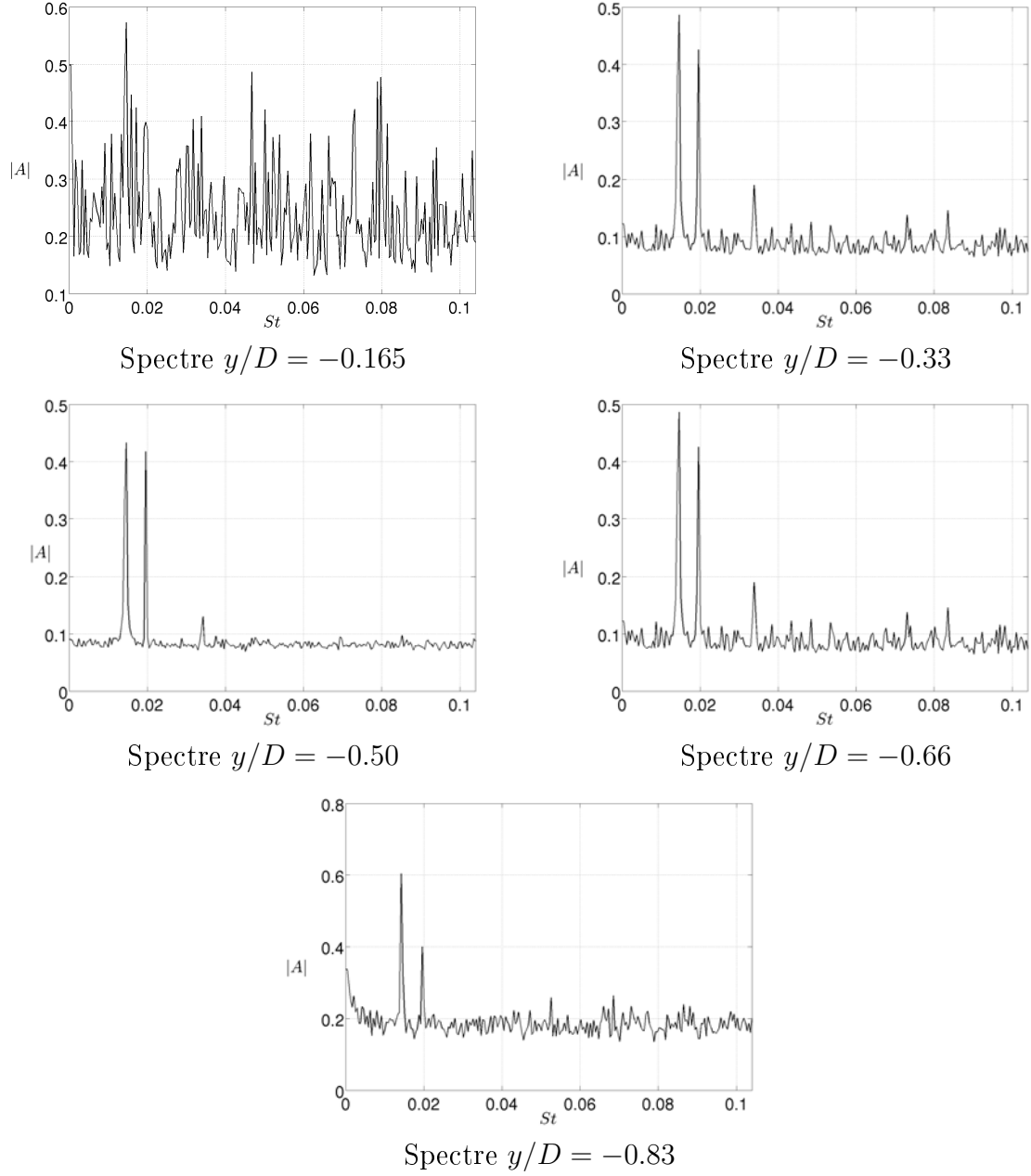
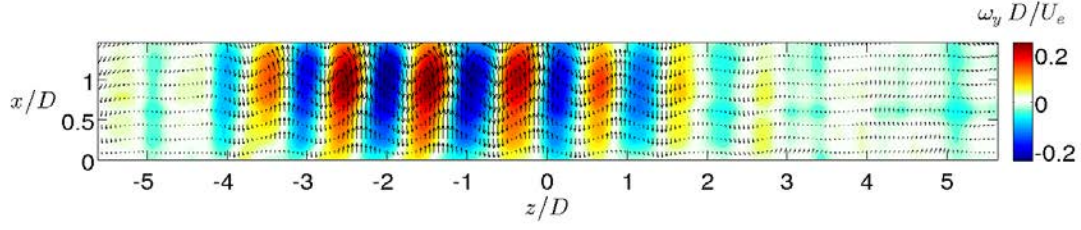
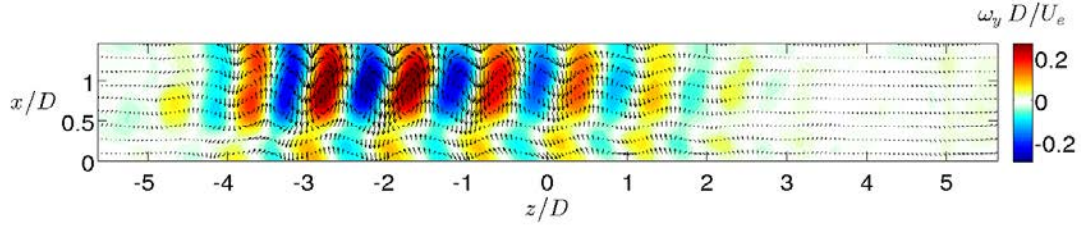


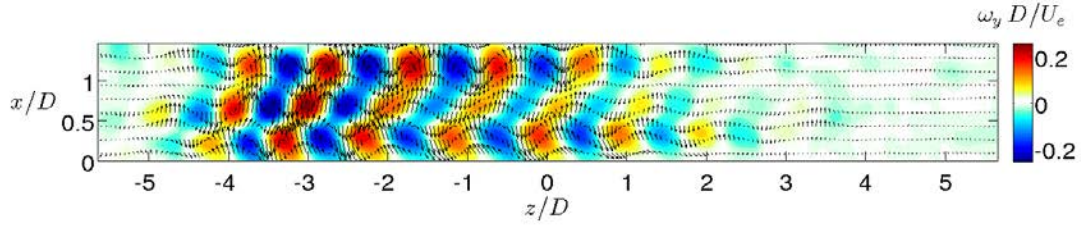
FIGURE 3.30 – Spectre DMD par matrice Compagnon pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$.



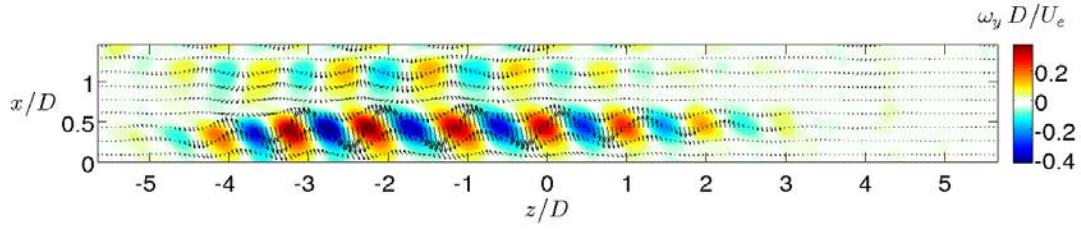
a) $y/D = -0.165$



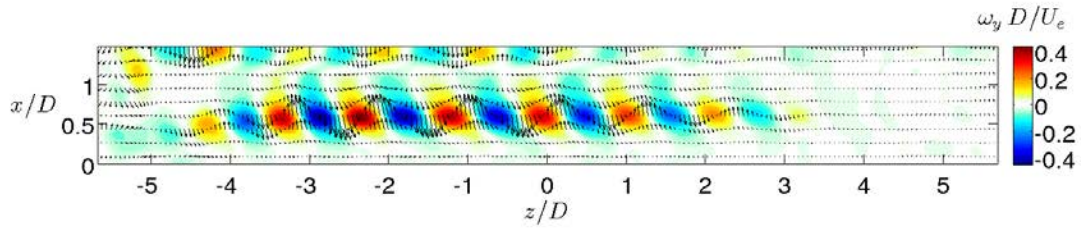
b) $y/D = -0.33$



c) $y/D = -0.50$

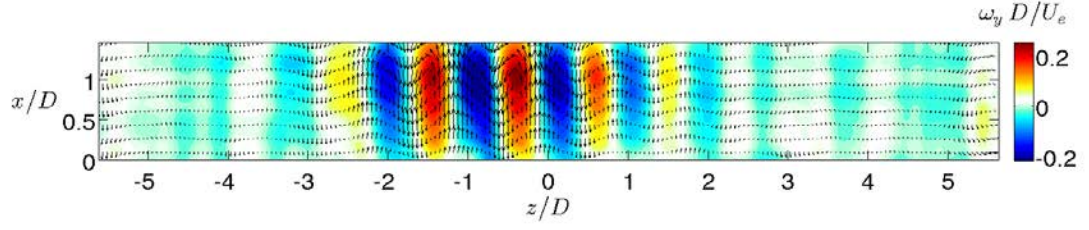


d) $y/D = -0.66$

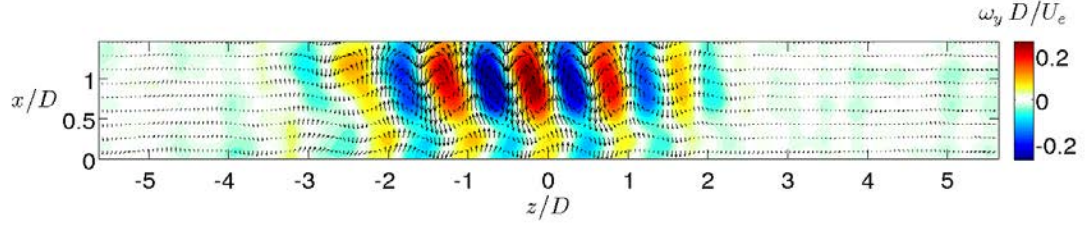


e) $y/D = -0.83$

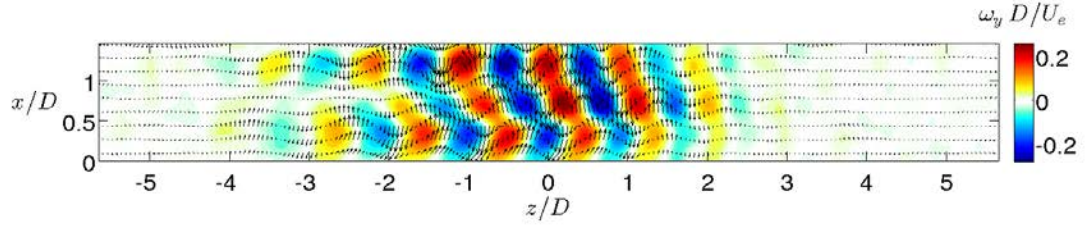
FIGURE 3.31 – Partie réelle de la vorticité adimensionnée du mode gauche $St_D(f_1) = 0.015$ dans 5 plans horizontaux pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$.



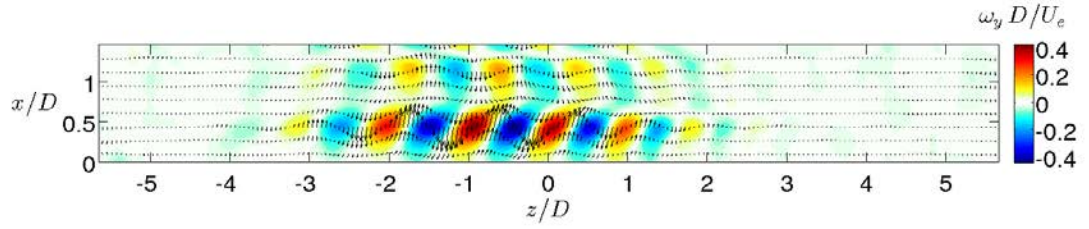
a) $y/D = -0.165$



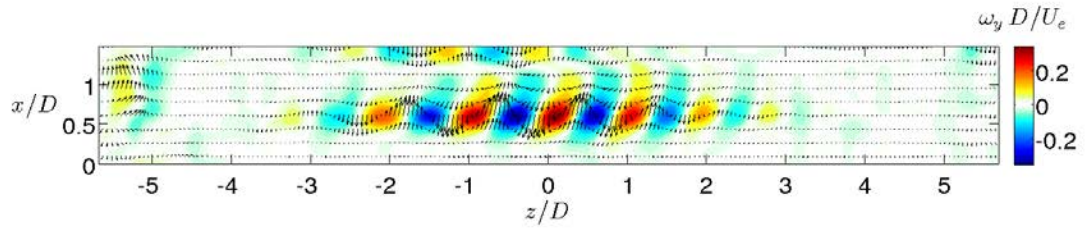
b) $y/D = -0.33$



c) $y/D = -0.50$



d) $y/D = -0.66$



e) $y/D = -0.83$

FIGURE 3.32 – Partie réelle de la vorticité adimensionnée du mode gauche $St_D(f_2) = 0.020$ dans 5 plans horizontaux pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$.

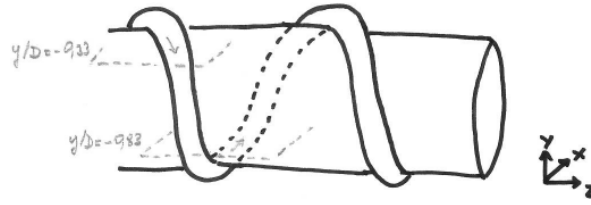


FIGURE 3.33 – Schéma d'un tourbillon s'enroulant hélicoïdalement autour de la recirculation principale

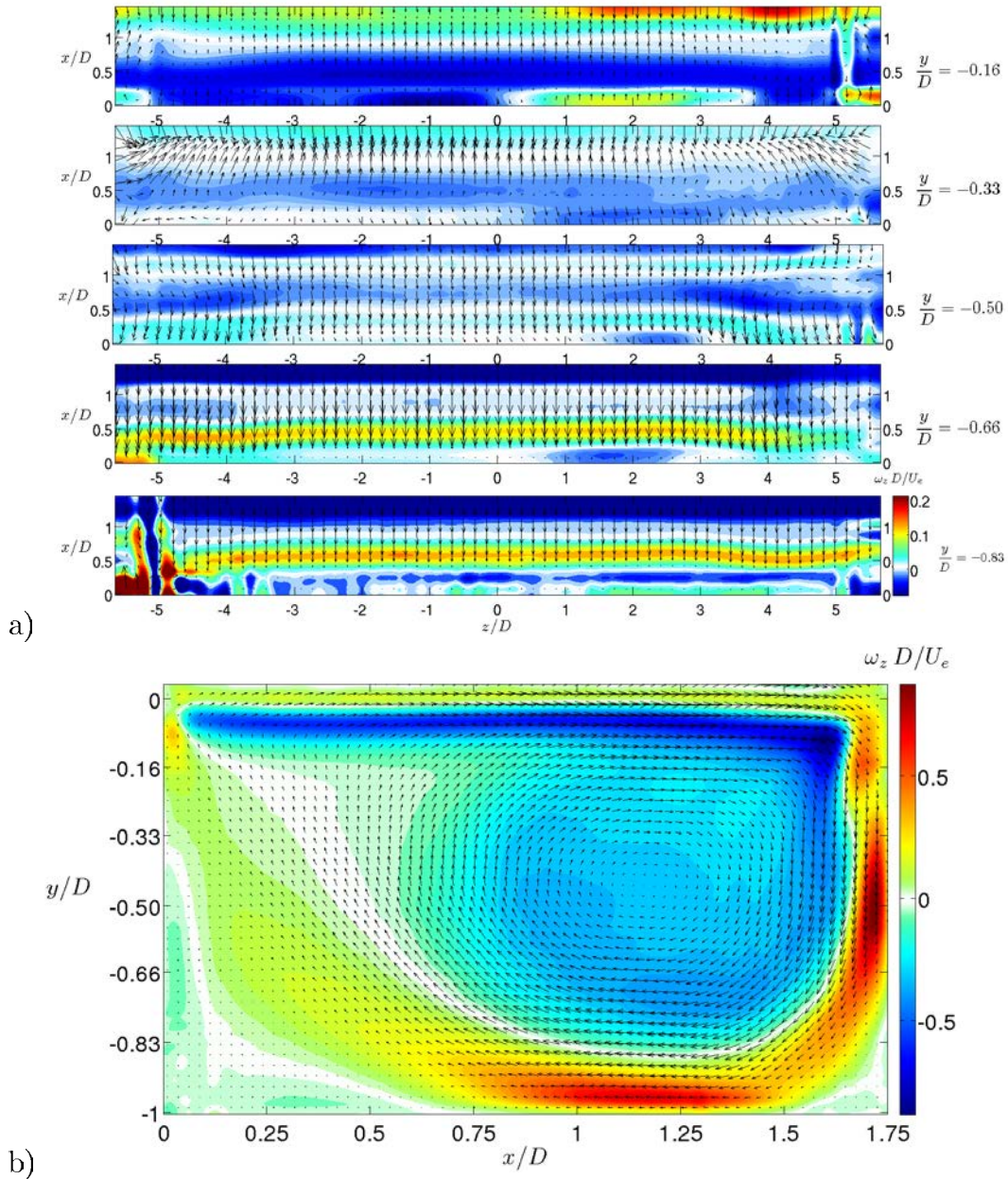
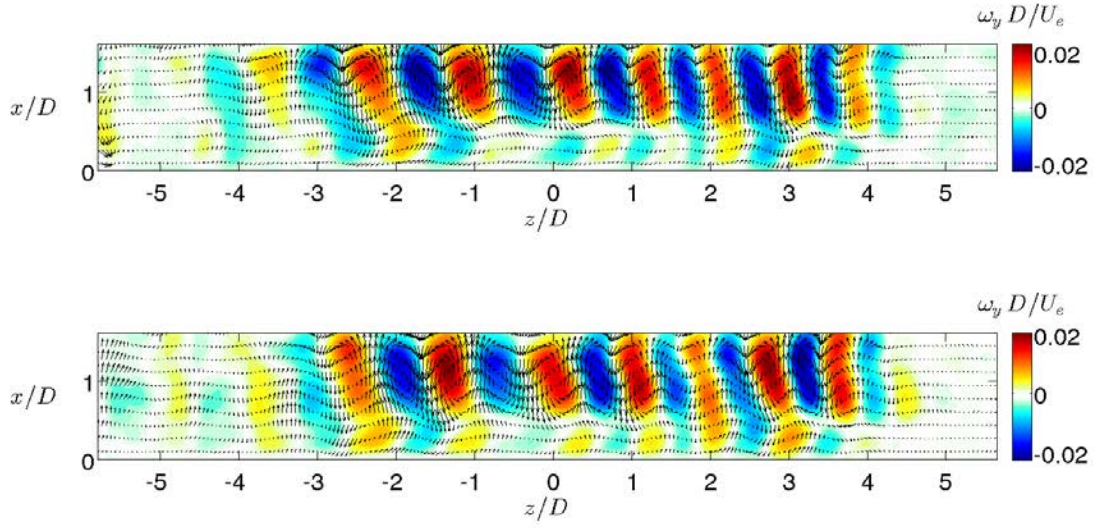
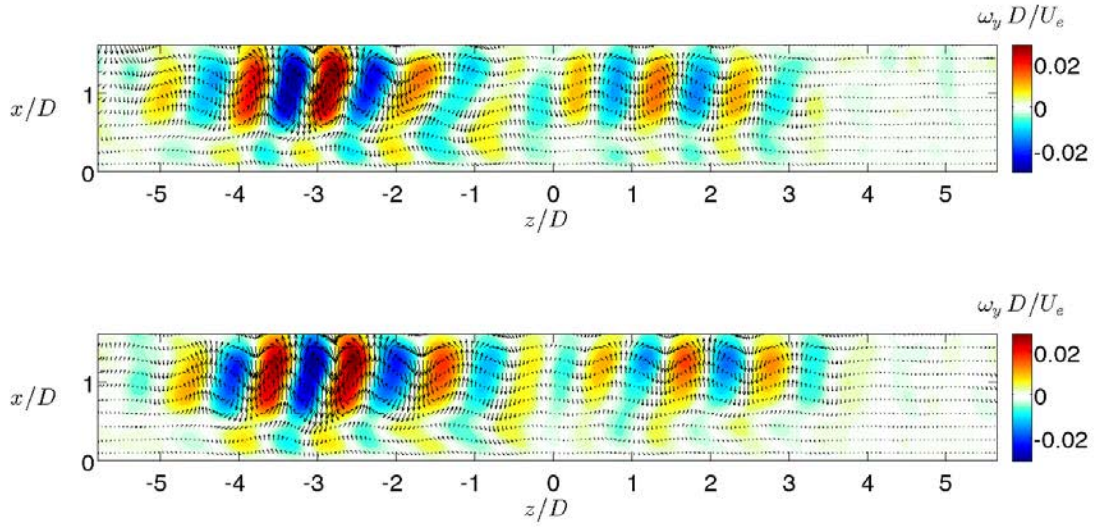


FIGURE 3.34 – Champ de vorticité moyen : a) ω_y dans les 5 plans horizontaux, b) ω_z dans un plan vertical situé en $z/D = 0.01$ pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2700$.



a) Partie réelle (haut) et imaginaire (bas) du mode $St_D(f_2)$



c) Partie réelle (haut) et imaginaire (bas) du mode $St_D(f_1)$

FIGURE 3.35 – Structure des modes propagatifs gauche $St_D(f_1)$ et droit $St_D(f_2)$ en $y/D = -0.3$ pour $Re_D = 2700$, $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$.

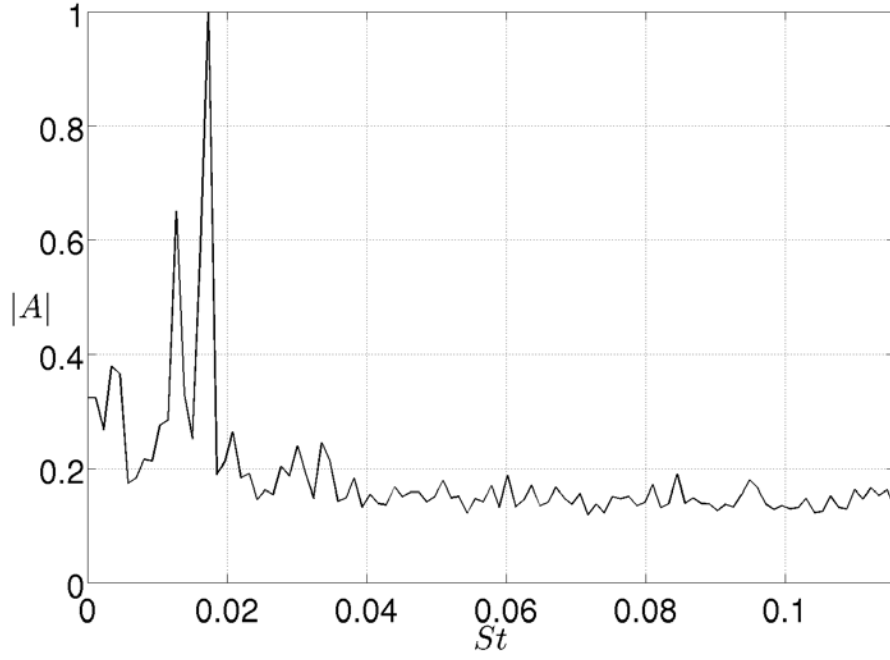


FIGURE 3.36 – Spectre DMD (méthode SVD) réalisée sur le plan vertical $z/D = 0.01$ pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2700$.

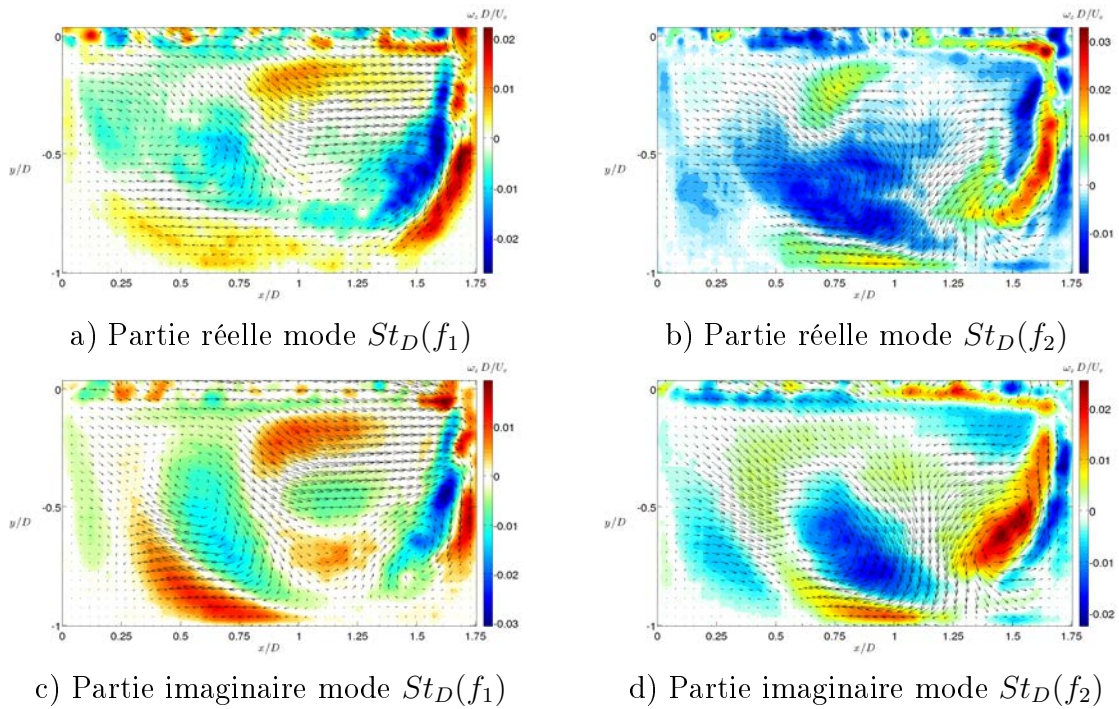


FIGURE 3.37 – Champ de vorticité (adimensionnée par la vitesse extérieure) des modes propagatifs gauche $St_D(f_1)$ et droit $St_D(f_2)$ en $z/D = 0.01$ pour $Re_D = 2700$ $S/D = 12$ $L/D = 1.75$

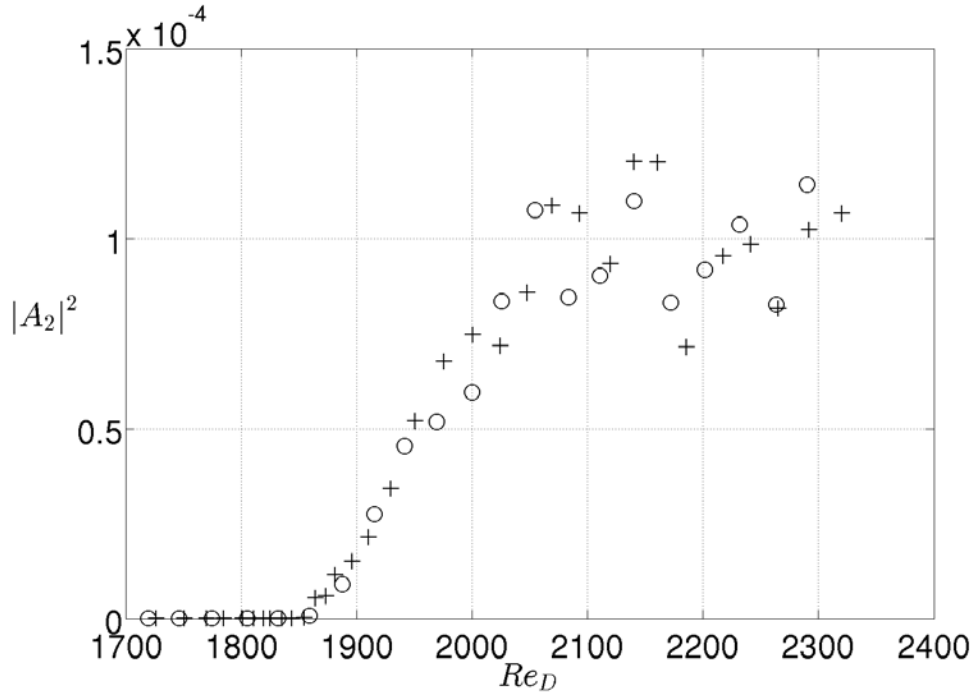


FIGURE 3.38 – Evolution de l’amplitude spectrale de puissance de f_2 avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: la rampe croissante de vitesse est symbolisée par des croix et la rampe décroissante par des ronds.

3.3.4 Bifurcation vers le régime secondaire

Une étude de la bifurcation en rampe de vitesse croissante puis décroissante est réalisée afin de confirmer la nature super ou sous-critique de la bifurcation. Nous illustrons le résultat sur la configuration déjà utilisée pour le régime primaire $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. Le paramètre d’ordre considéré est l’amplitude spectrale de la fréquence f_2 , caractéristique de l’apparition du régime secondaire, déterminée à partir d’une mesure LDV. La mesure est réalisée au même point de la cavité que celui utilisé dans la section 3.2.3. Le résultat est illustré sur la figure 3.38. La rampe croissante est symbolisée par des croix tandis que la rampe décroissante est représentée par des ronds. A la précision expérimentale près, les seuils en rampe de vitesse croissante et décroissante sont égaux. La bifurcation secondaire est donc supercritique avec pour seuil $Re_D = 1865$ pour le cas considéré. Nous représentons l’évolution des amplitudes des fréquences f_1 , f_2 et f_- avec le nombre de Reynolds, depuis le régime primaire jusqu’au delà du régime secondaire sur la figure 3.39. On observe que lorsque l’amplitude associée à f_2 atteint la même valeur que celle associée à f_1 , pour $Re_D \approx 1900$, alors l’évolution de l’amplitude associée à f_1 subit une rupture de pente. A partir de $Re_D = 2000$, on remarque un décrochage de l’amplitude spectrale de la deuxième fréquence puis une variation erratique de l’amplitude spectrale avec le nombre de Reynolds. Cette variation erratique est également observé pour l’amplitude spectrale de la première fréquence. Ce phénomène se produit lorsque le mode correspondant à la différence des deux fréquences émerge et croît de façon monotone avec le nombre de Reynolds (carrés et losanges rouges sur la figure 3.39). Il est à noter que le comportement erratique observé après l’apparition du mode "différence" n’est pas aléatoire. En effet, une certaine corrélation existe entre les points de mesure obtenus en rampe croissante et en rampe décroissante de Re_D . Nous pouvons

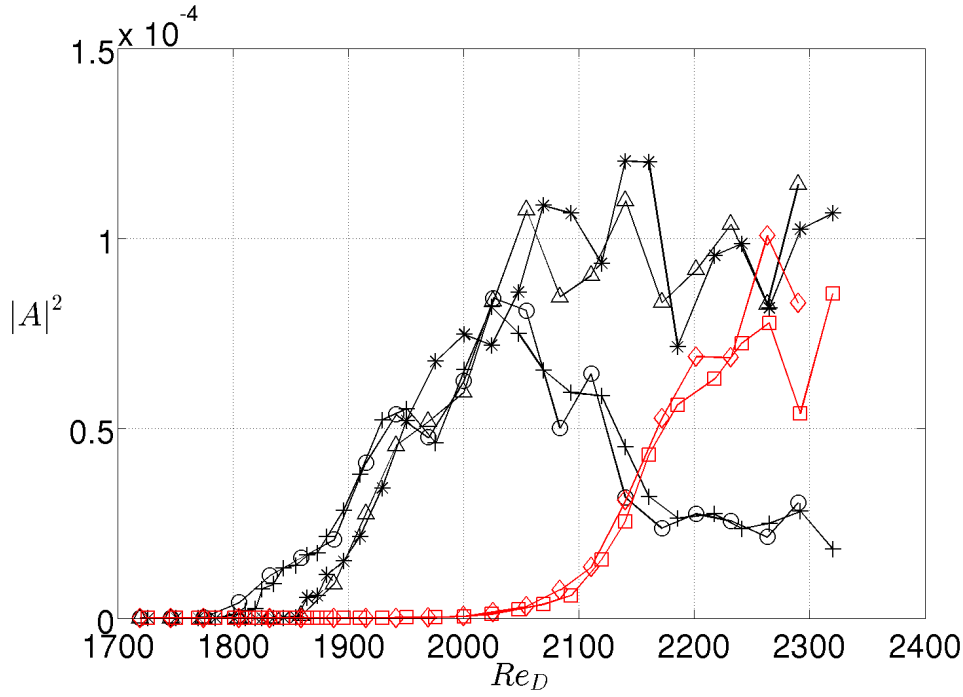


FIGURE 3.39 – Evolution de la densité spectrale de puissance avec le nombre de Reynolds pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$. : f_1 le mode propagatif gauche avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par + et la rampe descendante par o ; f_2 le mode propagatif droit avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par * et la rampe descendante par \triangle ; f_- le mode difference avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par \square et la rampe descendante par \diamond .

également remarquer un changement de pente de la croissance de l'amplitude de la fréquence f_1 lorsque l'amplitude de la fréquence f_2 commence à croître, ce qui révèle une redistribution de l'énergie lorsque la deuxième fréquence apparaît.

Nous avons vérifié la nature du seuil de bifurcation secondaire pour toutes les configurations géométriques étudiées, cf. tableau 3.1. Les résultats indiquent une bifurcation supercritique pour l'ensemble des configurations en $S/D = 12$. En revanche, la configuration $S/D = 6$ est plus difficile à étudier et donc l'identification de la nature super ou sous-critique de la bifurcation n'a pas été déterminée avec certitude.

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du seuil de bifurcation secondaire avec les rapports de forme L/D et S/D . La position du point LDV et les paramètres d'analyse sont les mêmes que ceux utilisés pour le régime primaire. La section suivante présente tout d'abord les résultats obtenus pour la plus petite profondeur de cavité étudiée ($S/D = 12$).

Bifurcation vers le régime secondaire pour $S/D = 12$.

L'évolution de la densité spectrale de puissance de la deuxième fréquence avec le nombre de Reynolds est présentée sur la figure 3.40.a pour tous les L/D . Nous pouvons constater une décroissance de l'amplitude de l'onde plus abrupte lorsque la longueur de la cavité augmente. Nous retrouvons donc la même évolution du facteur d'amplification de l'onde que celle identifiée dans le régime primaire. Comme pour le régime primaire, nous pouvons extraire le facteur d'amplification $1/\beta_2$ de l'amplitude spectrale associée à f_2 , en

fonction du paramètre de contrôle, $|A_2|^2 = \epsilon/\beta_2$. L'évolution de ce rapport avec le rapport de forme L/D est présentée sur la figure 3.40.b et révèle des valeurs plus élevées lorsque $L/D \geq 1.4$.

Le nombre de Reynolds critique associé à la bifurcation secondaire est extrait à partir de la figure 3.40.a, lorsque l'amplitude de l'onde est nulle. L'évolution des seuils critiques en Re_L et Re_D présente la même tendance que celle observée dans le régime primaire (figure 3.41). Le nombre de Reynolds critique basé sur la profondeur atteint une valeur asymptotique pour $Re_D = 1700$ à partir de $L/D = 1.8$, valeur supérieure à celle déterminée pour l'instabilité primaire. Pour les grands rapports de forme L/D , les seuils de bifurcation sont très proches de ceux identifiés pour le régime primaire : le domaine d'existence du régime primaire est très réduit pour la configuration $S/D = 12$ et les grands L/D .

Bifurcation vers le régime secondaire pour $S/D = 6$.

L'évolution de la densité spectrale de puissance de l'onde associée à f_2 avec le nombre de Reynolds pour différents rapports de forme L/D , dans la cavité de plus grande profondeur $S/D = 6$, est représentée sur la figure 3.42.a. De nouveau, la croissance de l'amplitude de l'onde est d'autant plus forte que la longueur de la cavité augmente sauf pour le rapport d'aspect $L/D = 2$. La figure 3.42.b montre l'évolution du facteur d'amplification $1/\beta_2$ en fonction de L/D . La valeur moyenne est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$, soit $\beta_2 \approx 3300$.

A partir de la figure 3.42.a, nous pouvons identifier le seuil critique de bifurcation pour chaque L/D . L'évolution du seuil critique avec le rapport L/D est représentée sur la figure 3.43. Le seuil de bifurcation décroît avec la longueur de la cavité pour les petits rapports de forme (figure 3.43.a). Le minimum est observé en $L/D = 1.6$ alors qu'il est en $L/D = 1.3$ pour le régime primaire. Cette décroissance n'est donc liée ni à la profondeur de la cavité ni à la nature du régime intra-cavitaire. L'évolution du nombre de Reynolds critique basé sur la profondeur (figure 3.43.b), montre en revanche une décroissance monotone avec le rapport de forme L/D . Pour les grands rapports de forme L/D , le seuil critique tend vers la valeur asymptotique $Re_{D\infty} = 2000$.

Le mode propagatif gauche est sélectionné dans le régime primaire et reste présent dans le régime secondaire tandis que le mode propagatif droit apparaît après la bifurcation secondaire. D'autres expériences dans le régime primaire ont montré la coexistence spatialement séparée des deux ondes. Il se crée alors localement une source au lieu de raccordement entre les deux domaines d'onde. Dans notre étude paramétrique, nous n'avons jamais observé ce cas de figure. Cela suggère soit que l'extension transverse de la cavité est insuffisante pour permettre l'émergence du deuxième mode, soit qu'un biais expérimental décourage systématiquement le développement de l'onde symétrique dans le régime primaire. On retrouve également ce type de configuration dans l'écoulement de Taylor-Couette, où le régime primaire est constitué d'une seule spirale qui occupe entièrement le cylindre, comme illustré sur la figure 4.b dans Andereck *et al.* (1986). Ces deux types de situations, ondes propagatives séparées ou superposées, se rencontrent fréquemment dans des équations complexes couplées de Ginzburg-Landau, Malomed (1994). L'exclusion ou la superposition des ondes dépend du couplage non-linéaire entre deux ondes, Cross et Hohenberg (1993). Dans ce contexte, la deuxième bifurcation pourrait correspondre à une transition du coefficient de couplage, d'un état où les ondes s'excluent spatialement et évoluent sur un domaine spatial qui leur est spécifique, vers un état où elles co-existent en espace et où la superposition d'onde est possible, voire

favorisée par le couplage non-linéaire. Nous discuterons de cette hypothèse dans le chapitre suivant.

3.3.5 Familles de modes dans le régime secondaire

Cavité $S/D = 12$

Dans le régime primaire, nous avons observé des familles de modes différentes selon le rapport de forme L/D . Qu'en est-il dans le régime secondaire ? Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du nombre de Strouhal de la deuxième fréquence avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D . Pour ce faire, l'amplitude spectrale de la deuxième fréquence est extraite à partir des diagrammes de bifurcation spectraux présentés sur la figure 3.44.

Nous pouvons observer l'émergence de la première fréquence, identifiée dans la section 3.2.4, ainsi que la deuxième fréquence. Il n'y a pas de rupture en fréquence dans l'évolution de f_1 pour les différentes géométries étudiées lorsque la deuxième fréquence apparaît. Cette deuxième fréquence, notée f_2 , est systématiquement plus élevée que f_1 . Par ailleurs, nous pouvons observer, pour les rapports de forme $L/D > 1.3$, l'apparition de la fréquence f_- associée à la différence des deux pics principaux f_1 et f_2 . Il est à noter que l'amplitude de la fréquence f_1 est plus élevée que celle de la fréquence f_2 jusqu'à $L/D = 1.9$ où l'amplitude de la fréquence f_2 prédomine pour tous les nombres de Reynolds étudiés. Pour les deux plus grands rapports de forme, $L/D = 1.9$ et $L/D = 2$, on observe une apparition quasi-simultanée des deux fréquences. La plage d'existence du régime primaire est quasi nulle.

Sur les visualisations par fumée de spectacle, le régime secondaire apparaît uniquement pour les rapports de forme $L/D \geq 1.4$. Pour les rapports de forme $L/D \leq 1.3$, la deuxième fréquence qui apparaît sur les figures 3.44 a) et b) n'est pas associée au régime secondaire. Il s'agit probablement de l'harmonique de f_1 .

La figure 3.45 présente l'évolution du nombre de Strouhal associé à la deuxième fréquence avec le nombre de Reynolds pour les rapports d'aspect $L/D \geq 1.4$. L'ordre de grandeur du nombre de Strouhal pour l'ensemble des géométries L/D étudiées est de 0.02 : c'est le même ordre de grandeur que le nombre de Strouhal caractéristique de la famille de modes propagatifs observée dans le régime primaire. La longueur d'onde du mode associé à la deuxième fréquence est estimée comme dans la section 3.2.4. L'ordre de grandeur de la longueur d'onde pour les différents L/D est $\lambda/D \approx 0.70$ avec deux tendances selon que $L/D \leq 1.8$ ($\lambda/D > 0.70$ et croît avec L/D) ou $L/D > 1.7$ (λ/D décroît avec L/D) (cf. figure 3.46), pour des écarts au seuil compris entre $\epsilon = 0.007$ et $\epsilon = 0.06$ selon la configuration considérée.

Cavité $S/D = 6$

Les diagrammes spectraux pour la cavité $S/D = 6$ sont présentés sur la figure 3.47. Deux gammes de nombres de Strouhal sont identifiables, l'une autour de 2.10^{-2} et l'autre autour de 4.10^{-3} . La première gamme est associée à des ondes propagatives gauche et droite localisées près des parois latérales de la cavité. La seconde gamme est associée à des ondes quasi-stationnaires localisées au centre de l'envergure et dérivant lentement. Sur les visualisations par fumée de spectacle, le régime secondaire n'est visible que pour les rapports de forme $L/D \geq 1.4$. Le même rapport de forme critique a été observé pour la configuration $S/D = 12$. Toutefois la dynamique observée pour $L/D = 1.4$ est très peu

développée. En effet, nous observons une très légère modulation des structures et le mouvement de "danse" décrit au début de ce chapitre n'est pas identifiable. Cette très faible modulation explique l'absence d'amplitude élevée de la fréquence f_2 pour ce rapport de forme (cf figure 3.47.d).

La dynamique pour les grands rapports de forme, c'est à dire $L/D \geq 1.4$, est différente ici de celle identifiée pour la configuration $S/D = 12$. En effet, le régime secondaire est caractérisé, pour $S/D = 6$, par une co-existence des deux familles de modes quasi-stationnaires et propagatifs indépendamment du nombre de Reynolds. Essayons d'identifier ces différentes familles sur les diagrammes spatio-temporels sur un cas représentatif à $L/D = 1.6$ (figure 3.48). Le régime primaire est caractérisé par un mode quasi-stationnaire sur la figure 3.48.a (droites de propagation quasi-verticales). Le régime secondaire, illustré sur la figure 3.48.b, montre une zone d'interférence associée à la dynamique périodique observée sur les visualisations (croissance puis décroissance alternée des amplitudes des structures tourbillonnaires). La vitesse de propagation des structures vers la paroi latérale gauche est de 11 mm/s tandis qu'à droite cette vitesse est de l'ordre de 12 mm/s. Une analyse de Fourier temporelle est réalisée sur le diagramme $z(t)$ obtenu par fumée de spectacle. Les fréquences temporelles moyennées sur 40 points en z dans les zones de dérive droite et gauche, respectivement, donnent pour l'onde propagative gauche un nombre de Strouhal de l'ordre de $St_D = 0.016$ (0.23 Hz) et $St_D = 0.018$ (0.27 Hz) pour l'onde propagative droite. Il s'agit donc des modes propagatifs identifiés sur le diagramme spectral (figure 3.47.f). La pente quasi-verticale autour de $z/D = -1$ peut correspondre à la famille de modes quasi-stationnaires ou encore à la dérive des noeuds de l'onde stationnaire issue de la superposition des deux ondes propagatives gauche et droite. A noter que contrairement à la configuration $S/D = 12$, l'amplitude de la fréquence f_1 est supérieure à celle de la fréquence f_2 pour l'ensemble des rapports de forme L/D , ce qui pourrait suggérer que le taux de croissance du mode quasi-stationnaire est systématiquement plus important que le taux de croissance des modes propagatifs. Nous reviendrons sur ce point dans la section 3.5.2.

La deuxième fréquence est extraite à partir des diagrammes spectraux de bifurcation. Nous pouvons remarquer plusieurs fréquences f_2 sur la figure 3.47.e. Cette multiplicité peut indiquer l'apparition de plusieurs ondes propagatives dans le régime secondaire. Cependant, cette multiplicité peut aussi résulter de l'interaction de la fréquence f_1 avec une des fréquences f_2 . A partir des diagrammes spatio-temporels, il est difficile d'identifier avec certitude la ou les fréquences associées aux ondes propagatives. Nous choisissons de suivre la fréquence f_2 dont l'amplitude est la plus élevée. L'évolution du nombre de Strouhal associé à cette onde est représentée sur la figure 3.49 en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme L/D . On retrouve des nombres de Strouhal pour chaque L/D du même ordre de grandeur que ceux identifiés pour la configuration $S/D = 12$. Comme observé dans le régime primaire, la décroissance du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds résulte de la constance de la fréquence en fonction de Re_D .

Il est difficile d'étudier les longueurs d'onde dans ce régime pour cette configuration. En effet, la co-existence des deux familles de modes, quasi-stationnaires et propagatifs, fait que la longueur d'onde dépend de la position selon l'envergure. De plus, nous verrons dans la suite que pour cette configuration, les effets de parois sont importants ce qui peut modifier la longueur d'onde des structures en proche paroi. La figure 3.51 illustre la difficulté rencontrée pour extraire les célérités des ondes propagatives. Les pentes n'apparaissent pas aussi nettement que dans la configuration $S/D = 12$. Nous ne donnons donc ici qu'une estimation de la longueur d'onde pour $L/D \geq 1,4$ où les modes

quasi-stationnaires sont associés à $\lambda/D \approx 0.6$ et les modes propagatifs à $\lambda/D \approx 1.1$. Une seconde fréquence apparaît dans les spectres de puissance pour $L/D \leq 1.3$, avec un nombre de Strouhal $St = 0.01$, de l'ordre du double du nombre de Strouhal du mode primaire quasi-stationnaire. Nous avons déjà vu une situation analogue pour la configuration $S/D = 12$. Cette fréquence n'est pas associée au régime secondaire. Il est difficile de trancher si ce mode est l'harmonique du mode quasi-stationnaire ou correspond à l'apparition d'un nouveau mode oscillant. On observe qu'à la lente dérive des structures (de l'ordre de 2 mm/s), se superpose une légère oscillation du diamètre des tourbillons de Taylor-Görtler au cours du temps. Le nombre de Strouhal associé à cette oscillation est de l'ordre de $St_D = 0.02$. La contribution énergétique de ce mode est si faible qu'il n'apparaît pas dans nos diagrammes spectraux de bifurcation. Toutefois, cette oscillation est discrètement observable sur le diagramme spatio-temporel numérique (figure 3.53), ce qui peut suggérer l'existence d'une autre instabilité secondaire pour les rapports de forme $L/D \leq 1.3$.

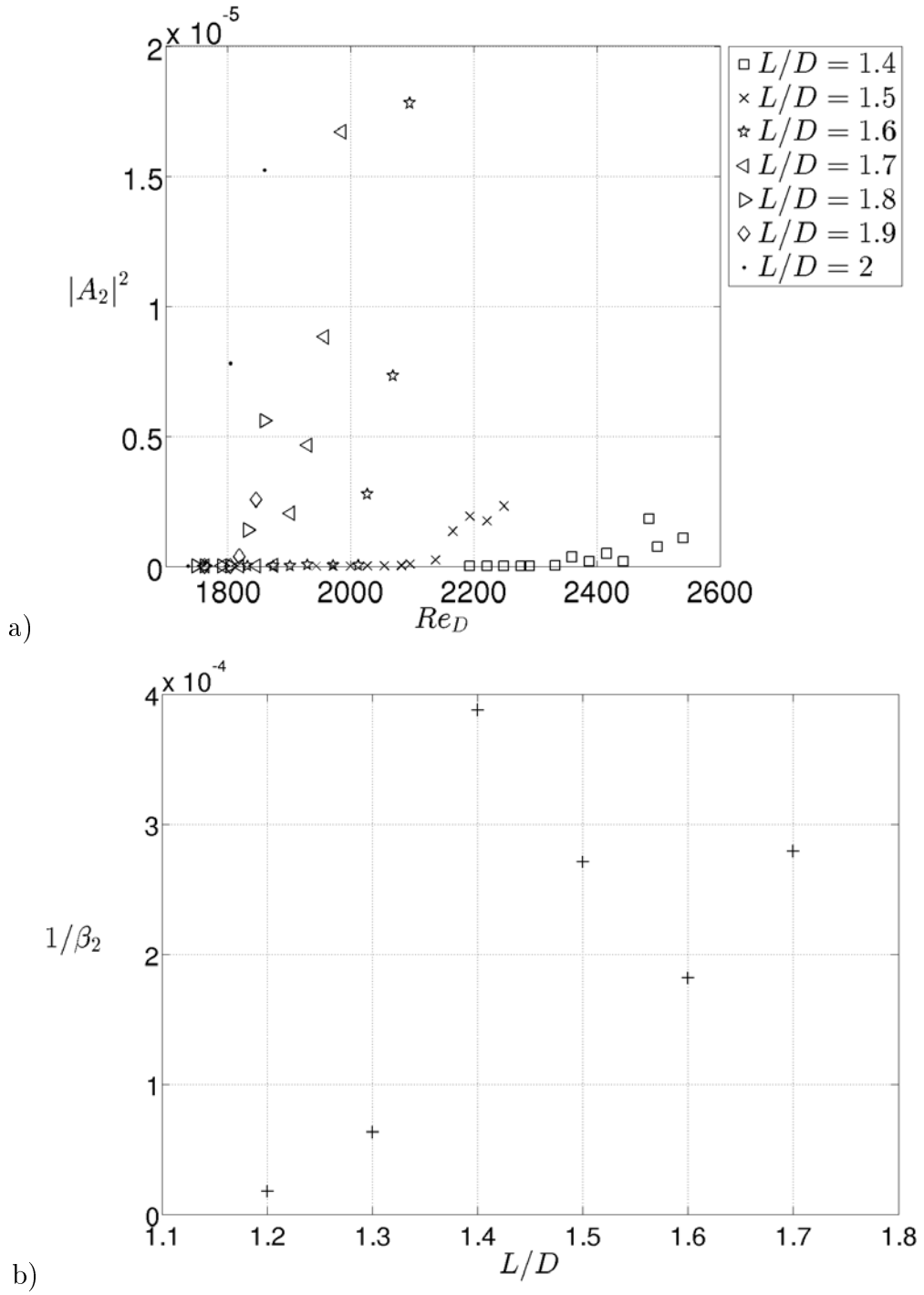


FIGURE 3.40 – Evolution a) densité spectrale de l'onde associée à f_2 en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 12$, b) rapport $1/\beta_2$ pour différents rapports de forme L/D .

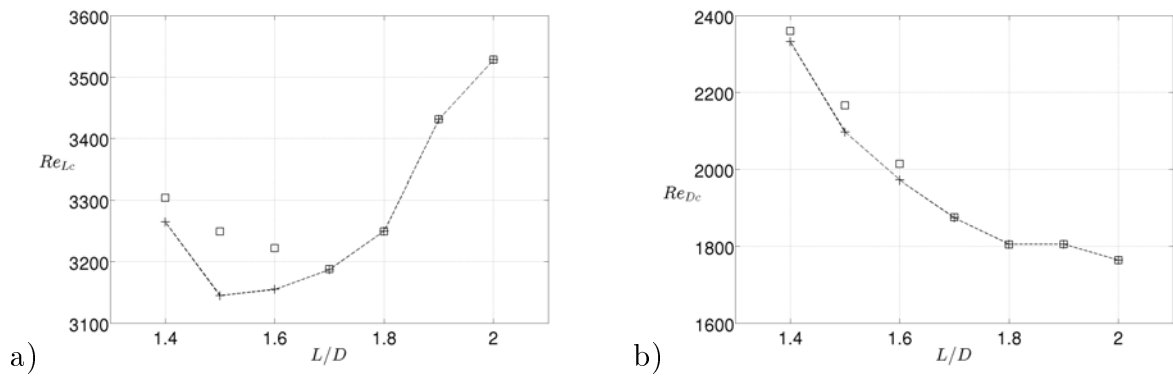


FIGURE 3.41 – Evolution du seuil de bifurcation secondaire en fonction du rapport L/D pour $S/D = 12$. Les mesures sont réalisées par LDV symbolisées par + et l'identification à partir des visualisations de fumée symbolisée par □ : a) $Re_L = \frac{U_e L}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{U_e D}{\nu}$.

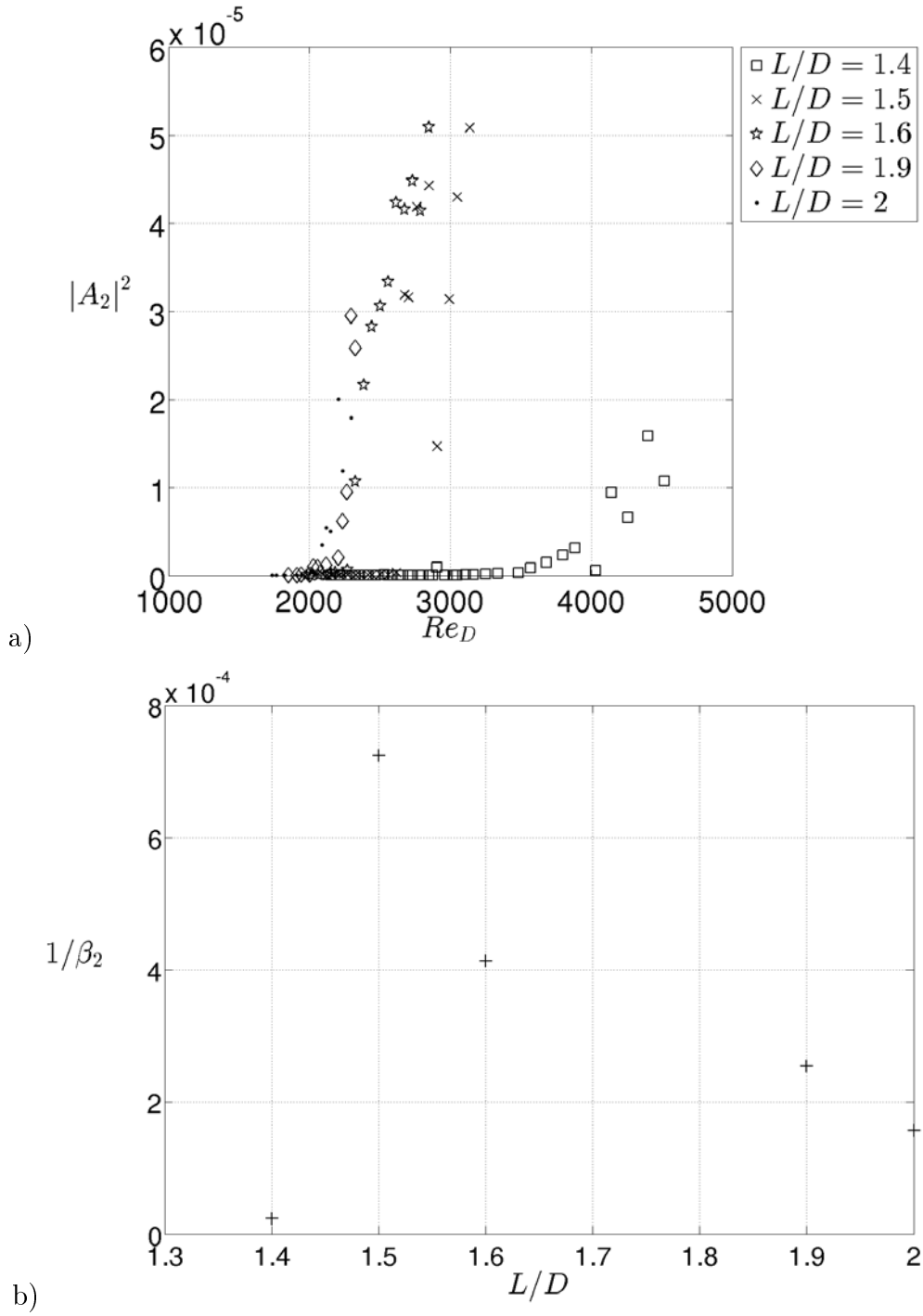


FIGURE 3.42 – Evolution a) densité spectrale de l'onde f_2 en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 6$, b) rapport $1/\beta_2$ en fonction du rapport de forme L/D .

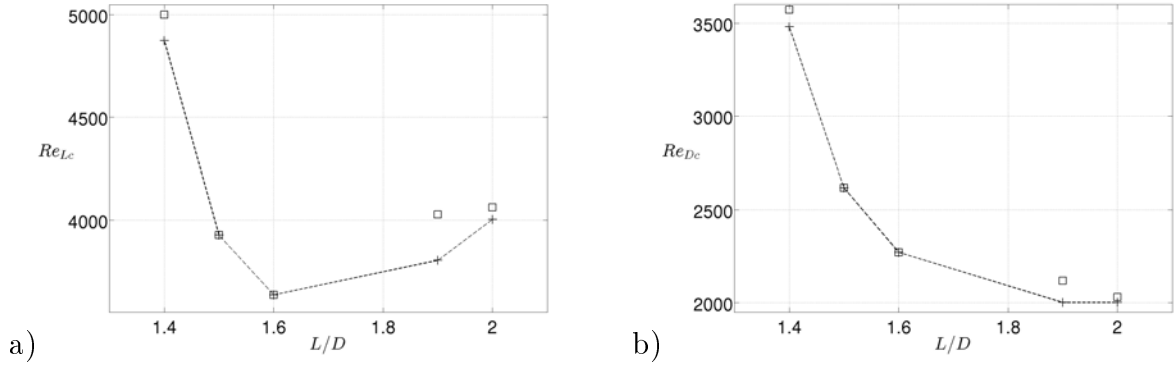


FIGURE 3.43 – Evolution du nombre de Reynolds critique du régime secondaire en fonction du rapport L/D pour $S/D = 6$. Les mesures sont réalisées par LDV symbolisée par + et l'identification à partir des visualisations de fumée symbolisée par □ : a) $Re_L = \frac{UeL}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{UeD}{\nu}$.

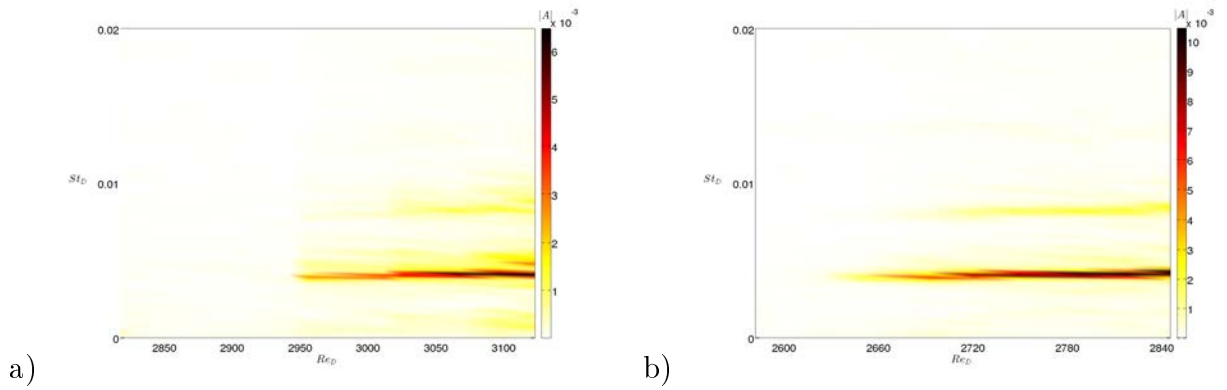


FIGURE 3.44 – Diagramme spectral de bifurcation en décroissance de la vitesse extérieure pour $S/D = 12$: a) $L/D = 1.2$, b) $L/D = 1.3$, c) $L/D = 1.4$, d) $L/D = 1.5$, e) $L/D = 1.6$, f) $L/D = 1.7$, g) $L/D = 1.8$, h) $L/D = 1.9$, i) $L/D = 2$.

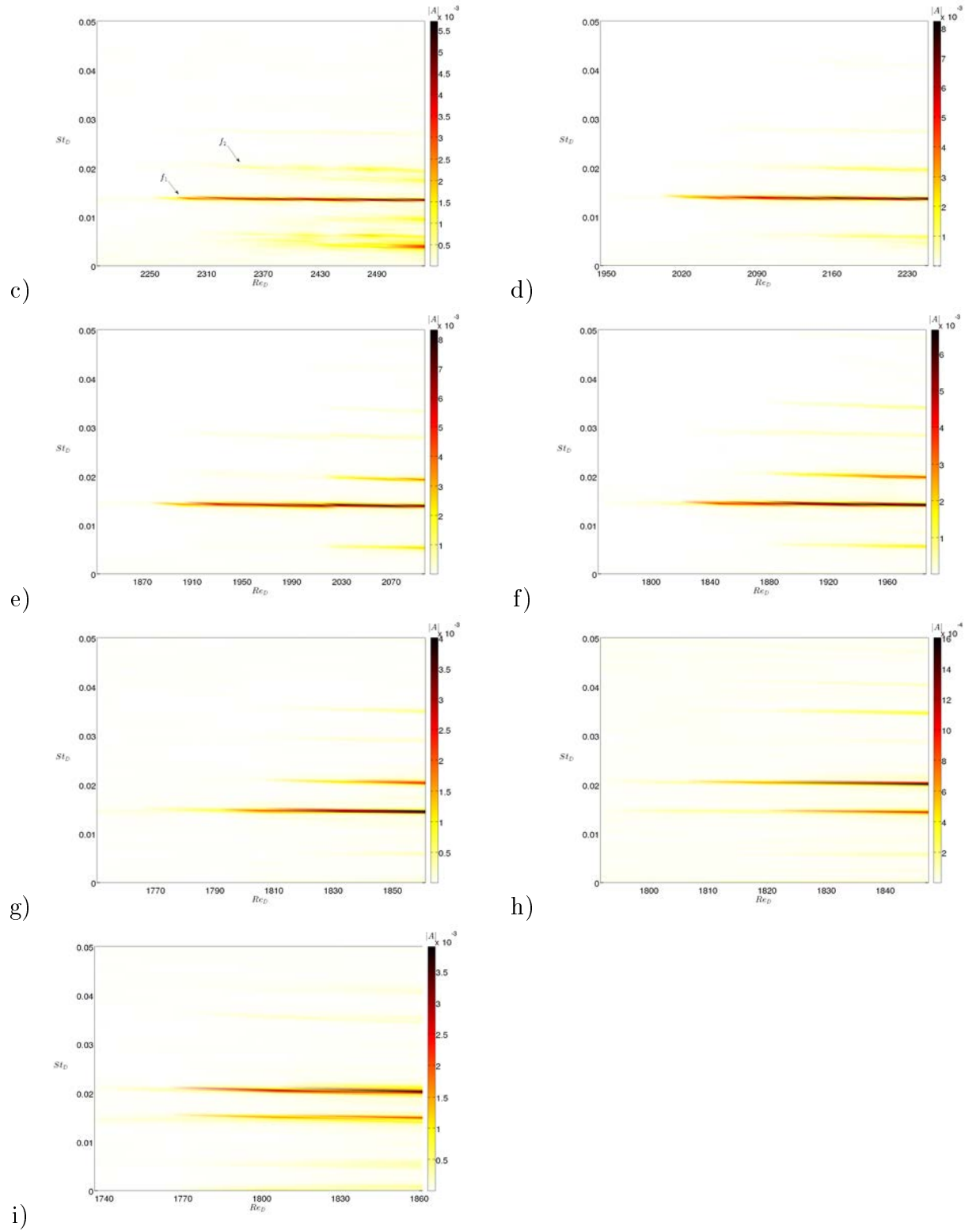


FIGURE 3.44 – (bis) Diagramme de bifurcation spectral en décroissance de la vitesse extérieure pour $S/D = 12$: c) $L/D = 1.4$, d) $L/D = 1.5$, e) $L/D = 1.6$, f) $L/D = 1.7$, g) $L/D = 1.8$, h) $L/D = 1.9$, i) $L/D = 2$.

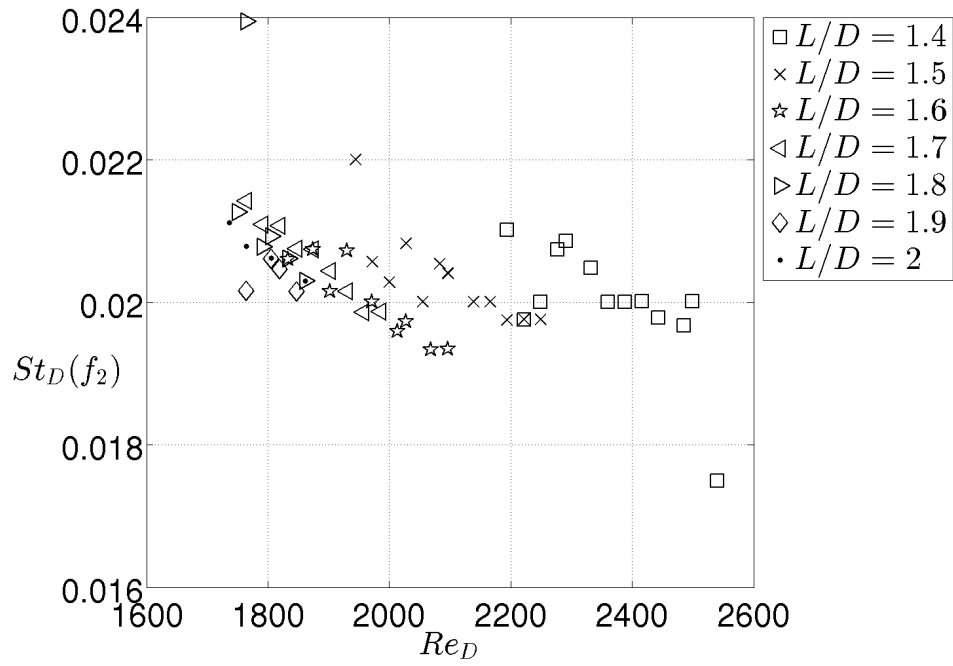


FIGURE 3.45 – Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et du rapport L/D pour le régime secondaire de la configuration $S/D = 12$.

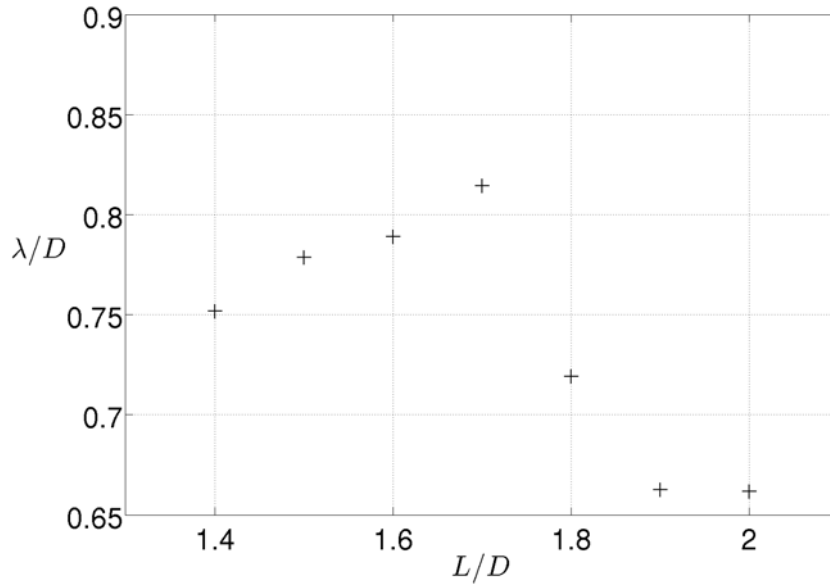


FIGURE 3.46 – Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 12$ dans le régime secondaire.

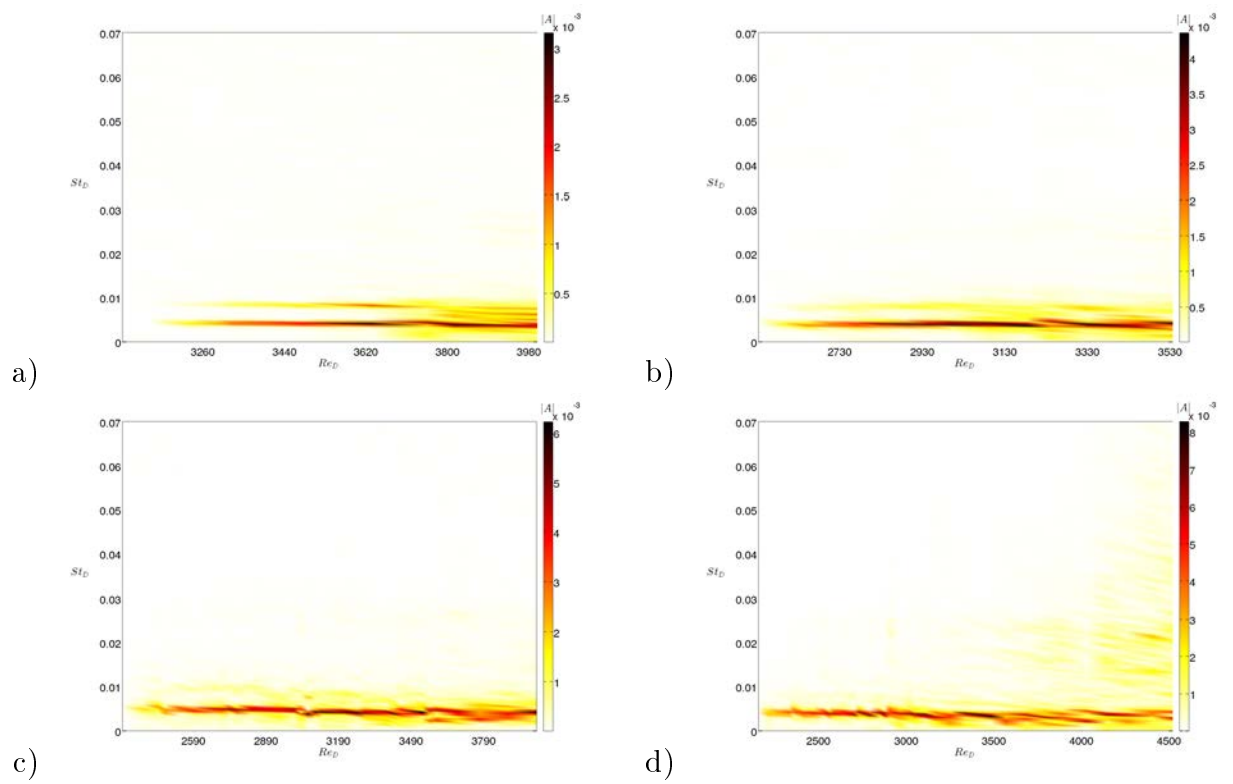


FIGURE 3.47 – Diagramme spectral de bifurcation pour $S/D = 6$ en décroissance de la vitesse extérieure : a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.2$, c) $L/D = 1.3$, d) $L/D = 1.4$.

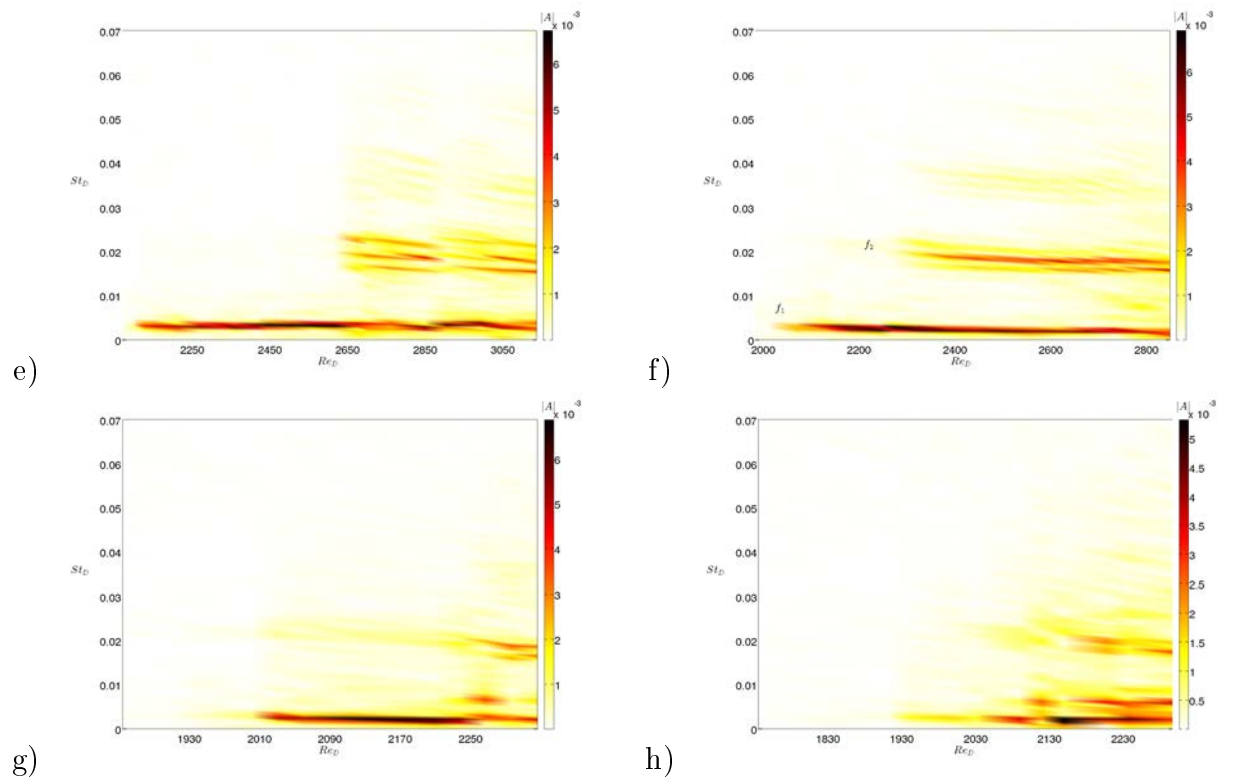
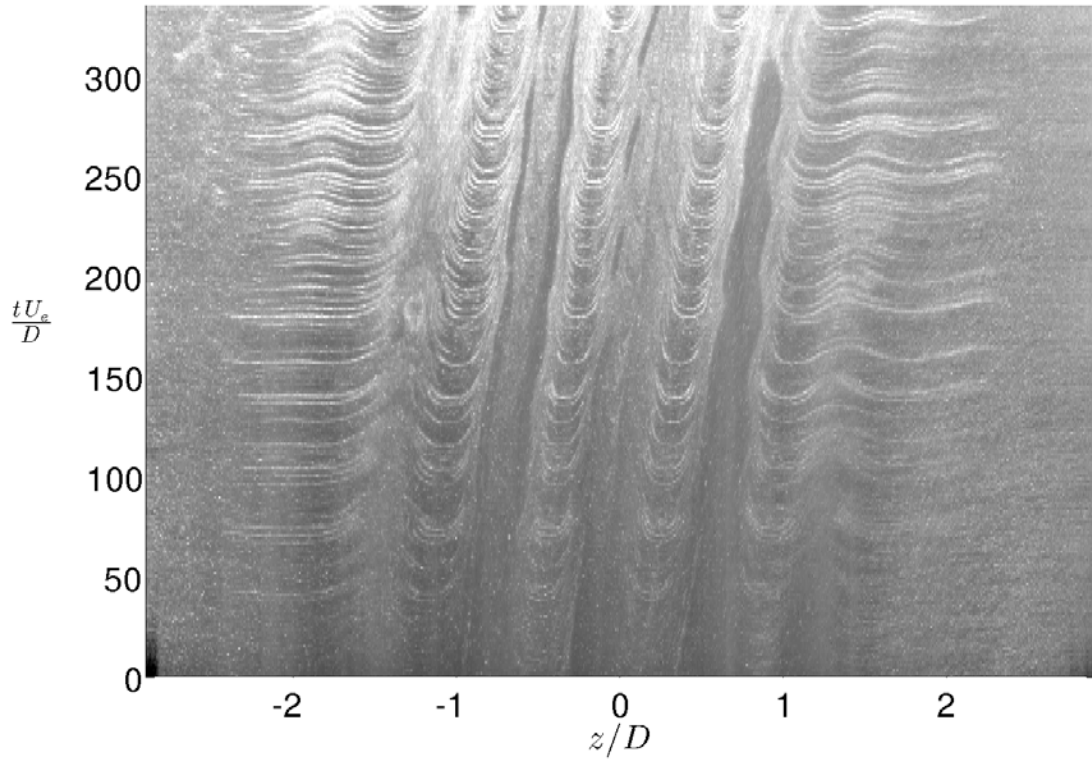
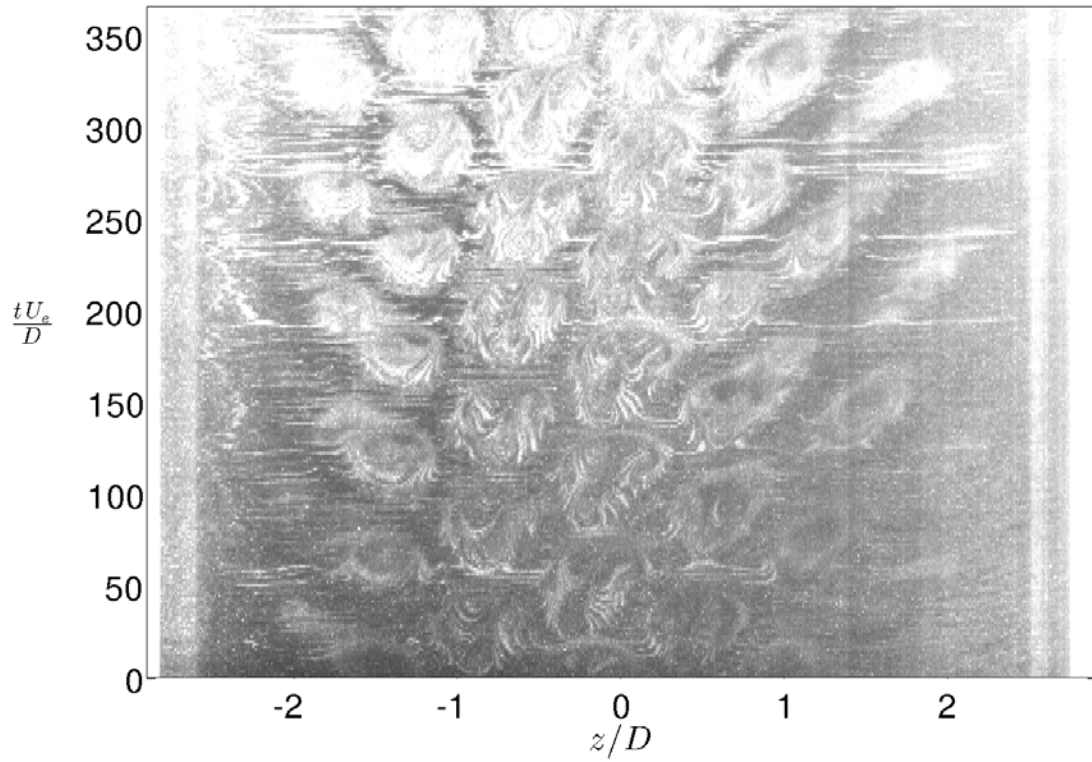


FIGURE 3.47 – (bis) Diagramme spectral de bifurcation pour $S/D = 6$ en décroissance de la vitesse extérieure : e) $L/D = 1.5$, f) $L/D = 1.6$, g) $L/D = 1.9$, h) $L/D = 2$.



a)



b)

FIGURE 3.48 – Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$, $L/D = 1.6$: a) régime primaire à $Re_D = 2243$, b) régime secondaire à $Re_D = 2444$.

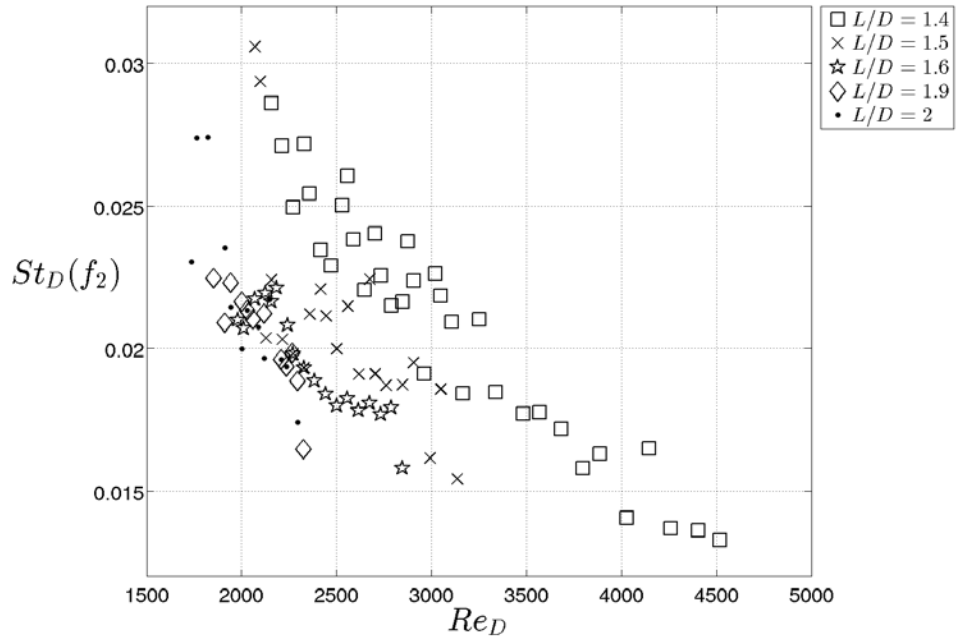


FIGURE 3.49 – Evolution du nombre de Strouhal associé à la deuxième fréquence, caractérisant le régime secondaire, en fonction du nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 6$.

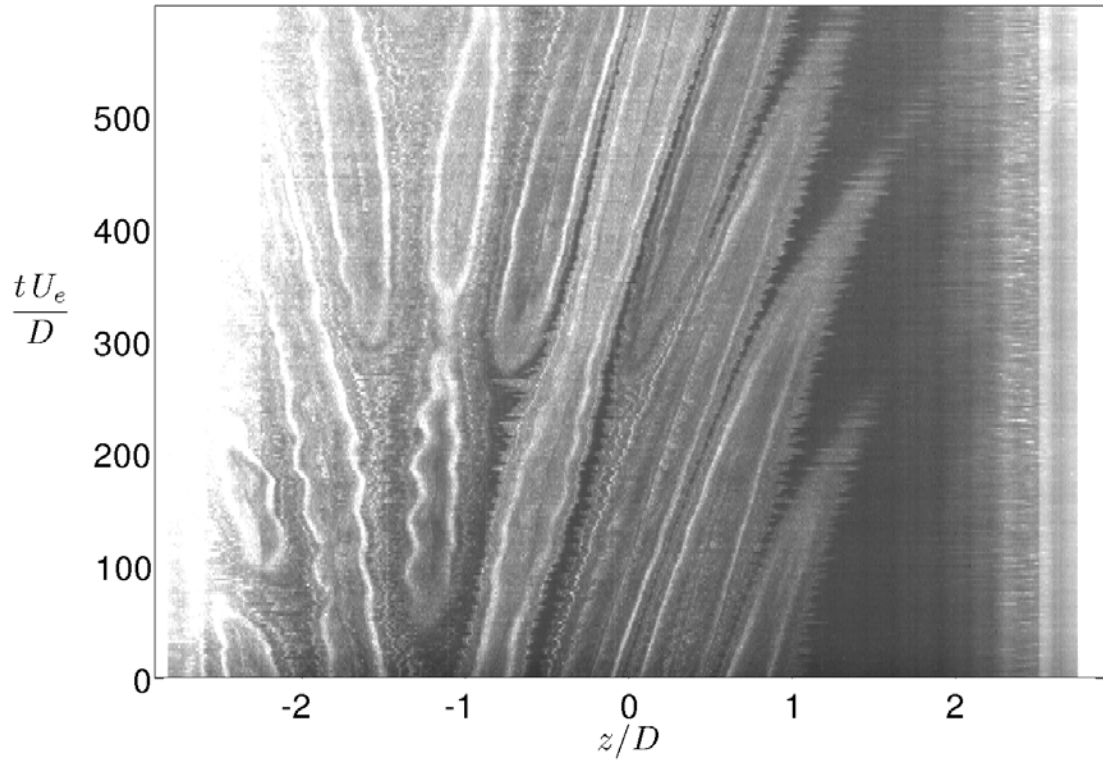


FIGURE 3.50 – Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$ $L/D = 1$ et $Re_D = 4000$. Une modulation de la taille des structures apparaît en $z/D = -1.25$ et $z/D = -1.75$.

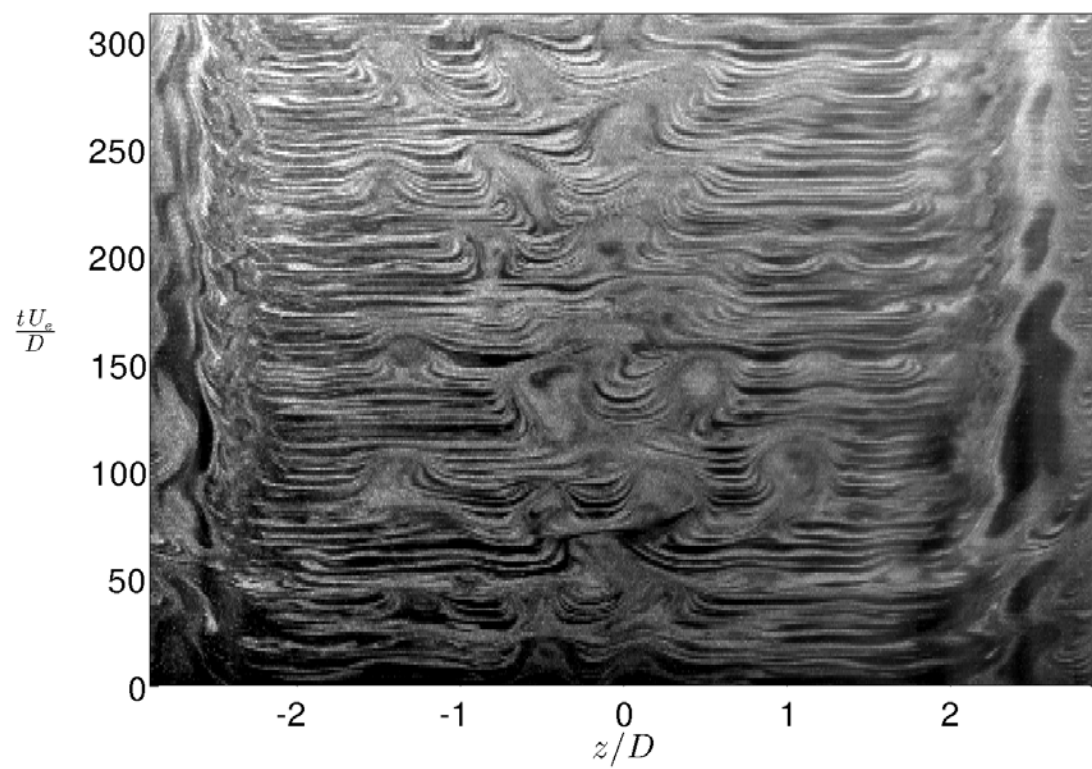


FIGURE 3.51 – Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$ $L/D = 2$ et $Re_D = 2\,090$.

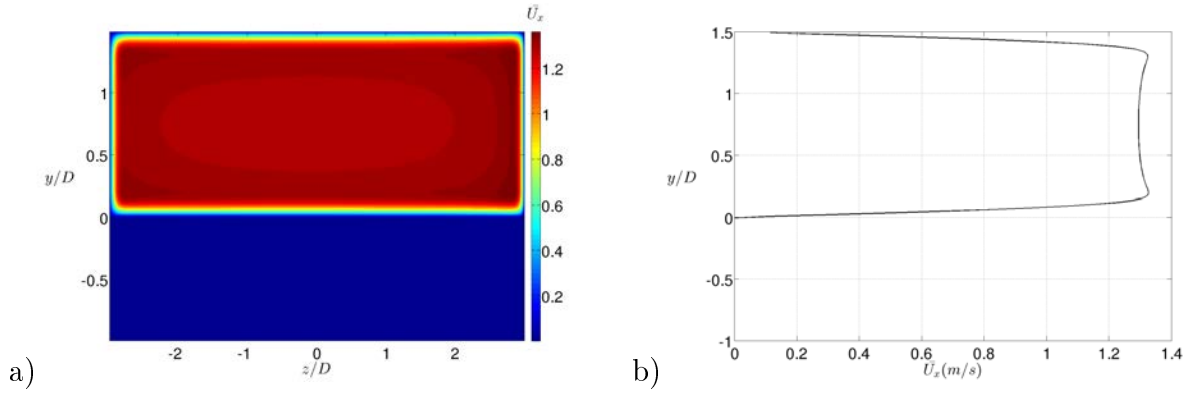


FIGURE 3.52 – Simulation numérique directe de Y. Fraigneau : a) Profil de vitesse moyen longitudinal en $x/D = 0$, b) Profil de vitesse moyen longitudinal en $x/D = 0$ et $z/D = 0$.

3.4 Simulation numérique directe d'un écoulement de cavité

Nous avons vu que les instabilités centrifuges qui se développent dans l'écoulement intra-cavitaire pouvaient mener à la sélection de deux familles de modes : l'une propagative et l'autre quasi-stationnaire. Afin de vérifier l'effet de possibles biais expérimentaux sur les mesures expérimentales, nous considérons ici un écoulement de cavité ouverte carrée produit dans des simulations numériques directes en présence de parois latérales rigides. Les simulations numériques ont été réalisées au LIMSI par Y. Fraigneau sur une cavité ouverte pour le cas particulier $S/D = 6$ et $L/D = 1$ et $Re_D = 4230$ en régime incompressible. Le code OLORIN, développé au LIMSI, a été utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes incompressibles isothermes et instationnaires, sur un maillage de $256 \times 128 \times 128$ points avec une approximation du second ordre en espace et en temps. Le maillage est raffiné près des parois ainsi qu'au niveau de la couche cisailée et les conditions aux limites sont des conditions de non glissement. Les itérés du champ de vitesse sont sauvegardés avec un pas en temps de 0.033 s. Pour plus d'information sur les paramètres numériques, le lecteur est renvoyé à Pastur *et al.* (2013).

3.4.1 Dynamique spatio-temporel

Le champ de vitesse longitudinal moyen à l'amont de la cavité ($x/D = 0$) est représenté sur la figure 3.52.a. Nous pouvons constater une augmentation de la vitesse près des parois latérales et haute, due au développement des couches limites visqueuses et au confinement de l'écoulement par les parois du domaine. La vitesse de référence est prélevée en $y/D = 0.8$ soit la même position que celle utilisée pour mesurer U_e dans les expériences. La figure 3.52.b représente le profil de vitesse longitudinal moyen en $x/D = 0$ et $z/D = 0$ et la vitesse de référence est $U_e = 1.295$ m/s.

Le diagramme spatio-temporel de la figure 3.53 est réalisé sur $U_x(z, t)$ en $x/D = 0.25$ et $y/D = -0.6$. La ressemblance avec les diagrammes expérimentaux est saisissante. On constate une organisation spatiale périodique des structures de Taylor-Görtler. Les structures dérivent vers la gauche pour $-3 < z/D < 1,5$ et vers la droite pour $1,5 < z/D < 3$, séparées par un point source en $z/D = 1.5$. La dérive vers la paroi

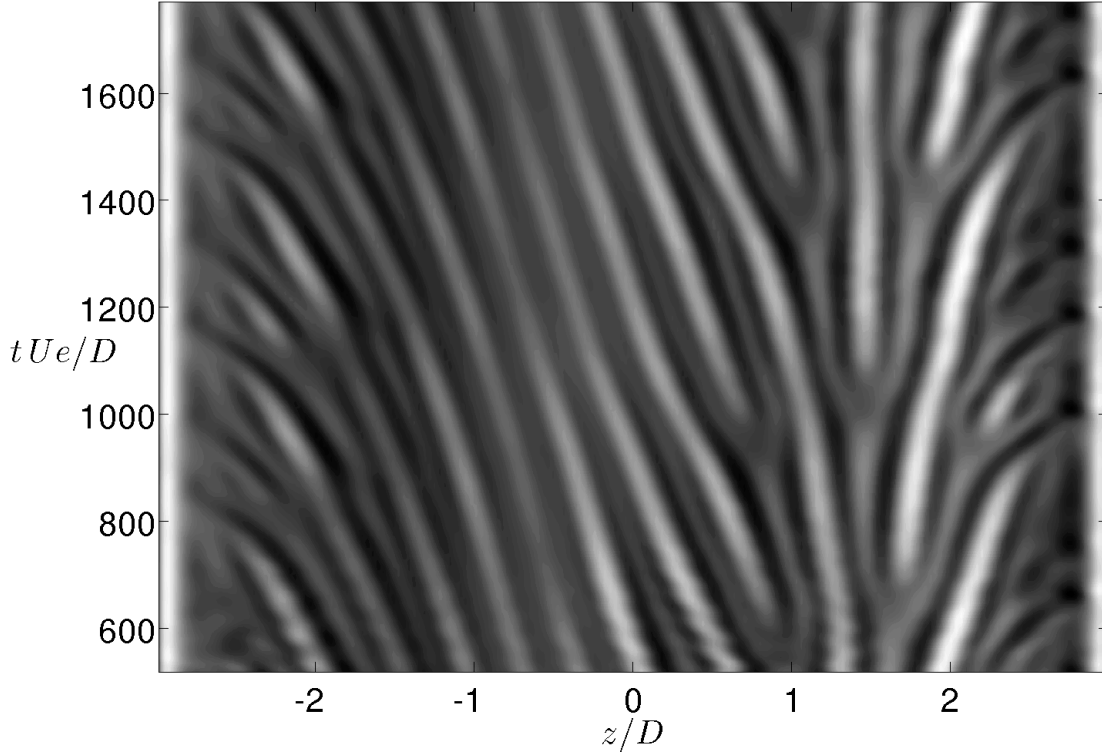


FIGURE 3.53 – Diagramme spatio-temporel construit sur le champ de vitesse longitudinal dans le plan (z,x) en $x/D = 0.25$ et $y/D = -0.6$ issu des simulations numériques directes de Y. Fraigneau.

latérale gauche s'effectue avec une célérité de l'ordre de 1.4 mm/s ($c/U_e = 0.011$) tandis qu'à droite de la source, la vitesse de dérive atteint 1.7 mm/s ($c/U_e = 0.013$).

La longueur d'onde des structures varie selon la position le long de l'envergure : elle atteint $0.8 D$ près du point source contre $0.6 D$ pour le reste de l'envergure. Ces longueurs d'onde sont du même ordre de grandeur de celles obtenues expérimentalement. Nous pouvons également remarquer une augmentation de la longueur d'onde près des parois latérales associée à une accélération de la dérive, qui atteint une vitesse de 5 mm/s .

Le nombre de Strouhal associé à la dérive des structures sur la gauche est donc d'ordre $St = \frac{c/\lambda D}{U_e} = 0.002$, soit un nombre de Strouhal voisin de celui identifié dans nos expériences pour les modes quasi-stationnaires.

Il est particulièrement intéressant d'observer sur la figure 3.53 que le plan de symétrie de dérive des structures n'est pas localisé au centre de l'envergure en $z/D = 0$ mais en $z/D = 1.5$. Les visualisations par fumée présentent systématiquement de tels décentrages du plan source, comme on peut le voir sur la figure 3.50. Ce résultat numérique indique donc que la dissymétrie du plan de séparation des ondes dans nos expériences ne résulte pas d'un effet de biais expérimental mais est constitutif de la dynamique des structures.

La transformée de Fourier bidimensionnelle du diagramme spatio-temporel de la figure 3.53 nous donne une carte de la relation de dispersion (figure 3.54). Nous retrouvons les caractéristiques identifiées dans le diagramme spatio-temporel : les amplitudes les plus fortes correspondent à un mode associé à un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.003 de longueur d'onde $\lambda/D \approx 0.5$. On retrouve ainsi les caractéristiques du mode

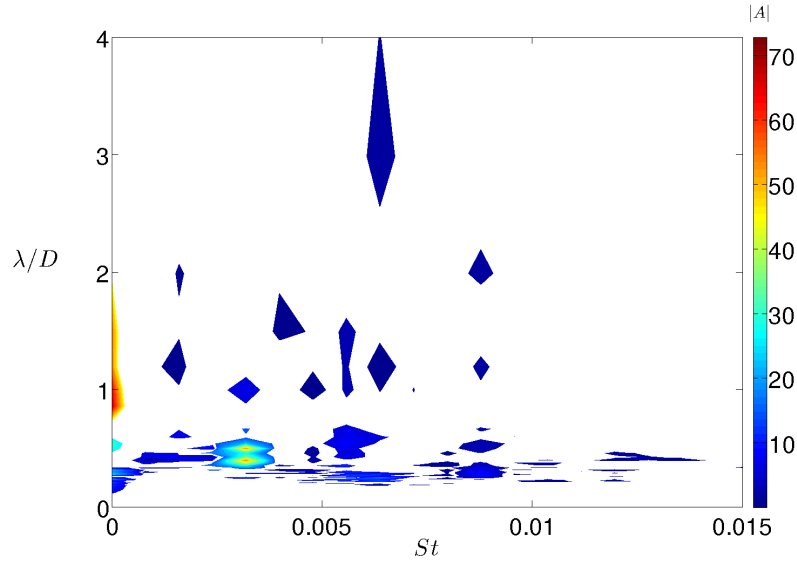


FIGURE 3.54 – Transformée de Fourier bidimensionnelle du diagramme spatio-temporel de la figure 3.53.

quasi-stationnaire identifié sur le diagramme spatio-temporel ainsi que dans nos mesures expérimentales. La forte amplitude associée au nombre de Strouhal aux longueurs d'onde $0.8 < \lambda/D < 1.8$, correspond probablement à la dérive quasi verticale identifiée en $z/D = 1.5$, donc au niveau du point source, sur le diagramme spatio-temporel de la figure 3.53. D'autres longueurs d'onde et nombre de Strouhal apparaissent mais sont associées à des amplitudes plus faibles et contribuent moins à la dynamique.

3.4.2 Effet des bords latéraux

Les parois latérales ont un impact sur l'écoulement intra-cavitaire moyen. En effet, un système composé d'un écoulement tournant au-dessus d'un disque fixe infini, génère un écoulement secondaire le long de l'axe de rotation. Loin de la paroi, la force centrifuge est en équilibre avec le gradient de pression. Proche de la paroi, la condition de non glissement impose une composante de vitesse nulle si bien que la force centrifuge y est négligeable et l'écoulement radial est orienté vers l'axe de rotation. Par continuité, un double écoulement orienté le long de l'axe de rotation est généré : il s'agit de l'écoulement secondaire dû à la couche limite de Bödewadt créé à la paroi. Dans notre système, les parois latérales jouent le rôle du disque (in)fini et la recirculation principale correspond à l'écoulement tournant. Afin d'identifier la dynamique complète le long de l'envergure, nous présentons sur la figure 3.55 des champs de vitesse instantané et moyen dans un plan horizontal en $y/D = -0.6$. Dans cette représentation, les structures tourbillonnaires contra-rotatives sont visibles à l'amont et à l'aval de la cavité conformément aux résultats expérimentaux (cf figure 3.55.a). On remarque aussi sur le champ de vitesse instantané une zone de ré-injection de fluide près des bords latéraux vers le centre de la cavité : il s'agit de la grande zone rouge à gauche de la figure et de la zone bleue à droite, centrées sur $x/D = 0.5$. Ces zones concernées par la réinjection de fluide rappellent la forme en chevrons identifiée sur les visualisations de fumée, comme illustré sur la figure 3.2.a. Des zones d'aspiration de fluide proches des parois latérales apparaissent près des parois amont et aval de la cavité. Sur le champ de vitesse transverse moyen, les structures

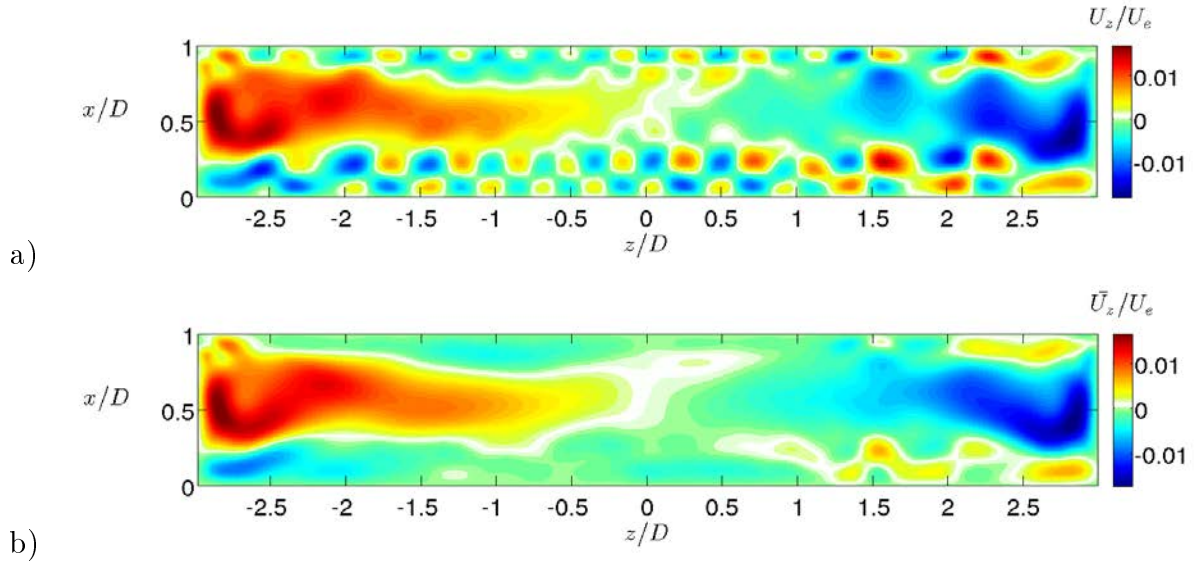


FIGURE 3.55 – Champ de vitesse transverse en $y/D = -0.6$ pour $L/D = 1$ et $S/D = 6$ issu de la simulation numérique directe de Y. Fraigneau : a) champ instantané, b) champ moyen.

tourbillonnaires sont gommées, seules subsistent les couches limites latérales et les ré-injections de fluide depuis les bords vers le centre de la cavité. Les vitesses près des parois latérales sont de l'ordre de 10 mm/s ($c_B/U_e = 0.008$) (figure 3.55.b). Pour les deux champs, nous pouvons remarquer un résultat surprenant : la dissymétrie du champ de vitesse moyen semble moins prononcée que la dissymétrie observée sur le diagramme spatio-temporel de la figure 3.53. Ainsi, le plan de séparation moyen des recirculations secondaires moyennes est situé en $z/D \approx 0$. Rappelons toutefois que les écoulements de recirculation résultent d'un effet des parois, tandis que la dissymétrie observée sur le diagramme spatio-temporel résulte de la dynamique non-linéaire d'ondes propagatives droite et gauche.

Il est toutefois intéressant de regarder de plus près la distribution de vitesse du champ transverse moyen, que l'on moyenne sur les lignes $0 \leq x/D \leq 0.25$:

$$\bar{U}_z = \frac{1}{x_M} \int_0^{x_M} \bar{U}_z(x, z) dx$$

avec $x_M = 0.25$ (figure 3.56). Ce profil moyen suggère que la source en $z/D = 1.5$ pourrait néanmoins être liée aux écoulements de recirculation moyens. En effet, on voit que \bar{U}_z change de signe en $z/D \approx 1$. Il s'agit des vitesses d'aspiration vers les parois latérales de la cavité. Les couches limites de Bödewadt droite et gauche s'étendent jusqu'à $z/D \approx 2.7$ et $z/D \approx -2.6$, respectivement. Sur le diagramme spatio-temporel, on peut observer une modulation de la taille des structures en $tU_e/D \approx 700$, $tU_e/D \approx 1250$ et $tU_e/D \approx 1600$. Cette modulation peut être rapprochée du champ de vitesse transverse moyen \bar{U}_z qui décroît sur la plage $-1 \leq z/D \leq 0$ (cf. figure 3.56) et qui s'annule précisément en $z/D = -1$. La décroissance de vitesse observée pour $1.5 \leq z/D \leq 2.3$ est liée à l'apparition de deux points sources, l'un en $z/D = 1.5$ et l'autre en $z/D = 2.3$, visibles sur le diagramme spatio-temporel (figure 3.53). Les modulations observées en $z/D = 1.2$, $z/D = 1.5$, $z/D = 1.6$ et $z/D = 1.75$ correspondent également à l'apparition de points sources. Il est difficile de dire si ce profil du champ moyen résulte de la présence de ces

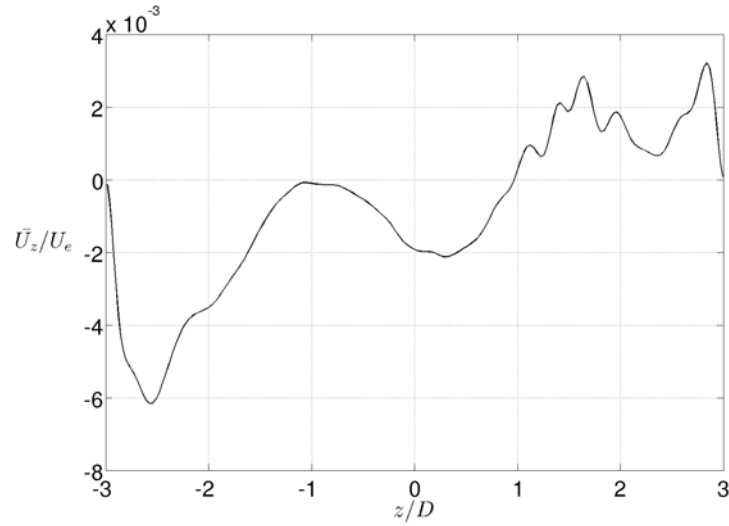


FIGURE 3.56 – Profil de vitesse transverse moyen en $y/D = -0.6$, moyenné sur le domaine $0 \leq x/D \leq 0.25$ pour $L/D = 1$ et $S/D = 6$.

points sources où si ces points sources sont créés à cause de la forme du champ moyen. La vitesse transverse moyenne \bar{U}_z dans le domaine $-1 \leq z/D \leq 1$ atteint 2.0 mm/s ($c_B/U_e = 0.0015$). Nous avons vu que la vitesse de l'onde propagative gauche dans ce domaine est de l'ordre de 1.5 mm/s ($c_B/U_e = 0.0012$) pour les résultats numériques et de l'ordre de 2.0 mm/s ($c_B/U_e = 0.0017$) dans une expérience à $Re_D = 4000$. La composante transverse du champ moyen est donc du même ordre de grandeur que la dérive des ondes. Le champ moyen pourrait donc être à l'origine de la dérive des structures.

En cavité carrée, le mode critique issu des analyses de stabilité linéaire est stationnaire, Brès et Colonius (2008), Albensoeder *et al.* (2001), Meseguer-Garrido *et al.* (2011). Nous avons identifié dans les écoulements expérimentaux et numériques en présence de bords latéraux rigides, un mode quasi-stationnaire. De toute cette analyse, il ressort que ce mode quasi-stationnaire est vraisemblablement un mode stationnaire sélectionné par l'écoulement dont la lente dérive provient des écoulements de recirculation secondaires induits par les couches limites de Bödewadt près des parois latérales.

3.5 Discussions

3.5.1 Effets des conditions aux limites

Les effets de confinement sur les structures de Taylor-Görtler sont a priori plus importants pour $S/D = 6$ que $S/D = 12$ comme on peut le voir sur la figure 3.57 qui est un cas représentatif en $S/D = 6$ et $L/D = 1.5$. Lorsque le confinement transverse augmente, les structures sont essentiellement localisées au centre de l'envergure et leur amplitude diminue en approchant les parois latérales.

Afin d'identifier l'effet du confinement latéral sur les modes intra-cavitaires, nous comparons les nombres de Strouhal obtenus pour les deux profondeurs de cavité $S/D = 6$ et $S/D = 12$, en régime primaire (figure 3.58.a) et en régime secondaire (figure 3.58.b). Les nombres de Strouhal associés à la famille de modes propagatifs sont du même ordre de grandeur pour les deux configurations S/D et pour les deux régimes d'écoulement. Il

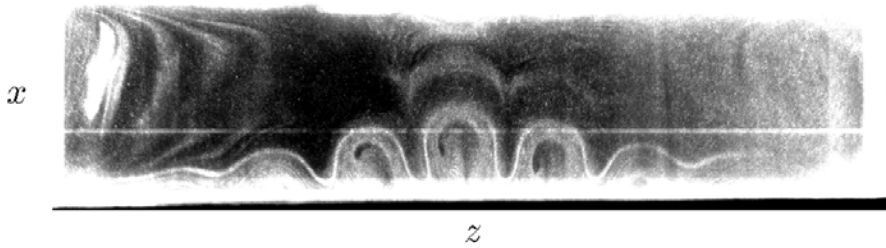


FIGURE 3.57 – Visualisation par fumée de spectacle pour $S/D = 6$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2271$. Vue de dessus.

en est de même pour la famille de modes quasi-stationnaires. Il semblerait que la sélection d'une famille de modes quasi-stationnaires ou propagatifs dépende des confinements latéral et longitudinal. En effet, lorsque le système est confiné longitudinalement, la famille de mode sélectionnée est quasi-stationnaire ($L/D \leq 1.3$). À l'inverse, un système moins confiné longitudinalement sélectionne une famille de mode propagatifs. L'existence du mode quasi-stationnaire pour tous les rapports de forme L/D en $S/D = 6$ pourrait résulter d'un effet du confinement latéral. Nous discuterons de ce résultat dans la section 3.5.2.

Les nombres de Reynolds critiques identifiés pour les deux configurations S/D pour différents rapports d'aspect L/D sont regroupés sur la figure 3.59. Pour les deux configurations géométriques ($S/D = 12$ et $S/D = 6$) ainsi que pour les deux régimes de l'écoulement étudiés (régimes primaire et secondaire), le nombre de Reynolds critique décroît de façon monotone en fonction de L/D jusqu'à une valeur asymptotique. Nous émettons l'hypothèse que cette diminution du nombre de Reynolds critique avec la longueur de la cavité est liée à la taille de la recirculation principale qui augmente avec la longueur de la cavité avant d'atteindre une taille limite. Le discriminant de Rayleigh définit la zone potentiellement instable vis à vis des effets centrifuges. Dans notre écoulement, cette zone apparaît autour de la recirculation principale. Ainsi, une plus grande taille de la recirculation principale augmente la zone potentiellement instable et modifie l'intensité des gradients de vitesse.

Les seuils de bifurcation des régimes primaire et secondaire coïncident pour la configuration $S/D = 12$. Ainsi, lorsque le système est moins confiné latéralement et longitudinalement, le régime primaire est quasi inexistant. Ces résultats sont en accords avec ceux obtenus dans Faure *et al.* (2009a). À partir de visualisations par fumée de spectacle, les auteurs identifient les plages d'existence des deux régimes selon le nombre de Reynolds et la géométrie de la cavité. Lorsque le confinement augmente (le rapport S/D diminue), cette plage diminue et le nombre de structures tourbillonnaires diminue avec le rapport S/D . Il est à noter que le régime secondaire n'a pas été identifié dans Faure *et al.* (2009a) pour la cavité $S/D = 6$ contrairement à nos observations. Cette différence d'observation résulte du critère utilisé pour identifier le régime secondaire. Dans Faure *et al.* (2009a), le critère est visuel, basé sur une identification d'une décroissance complète d'une structure lorsque la paire voisine a atteint son maximum de croissance. Dans notre étude, nous utilisons deux critères. Le premier critère est visuel, basé sur une identification d'une modulation temporelle et spatiale des structures, même incomplète. Le deuxième critère est spectral, basé sur l'apparition d'une nouvelle fréquence dans le spectre.

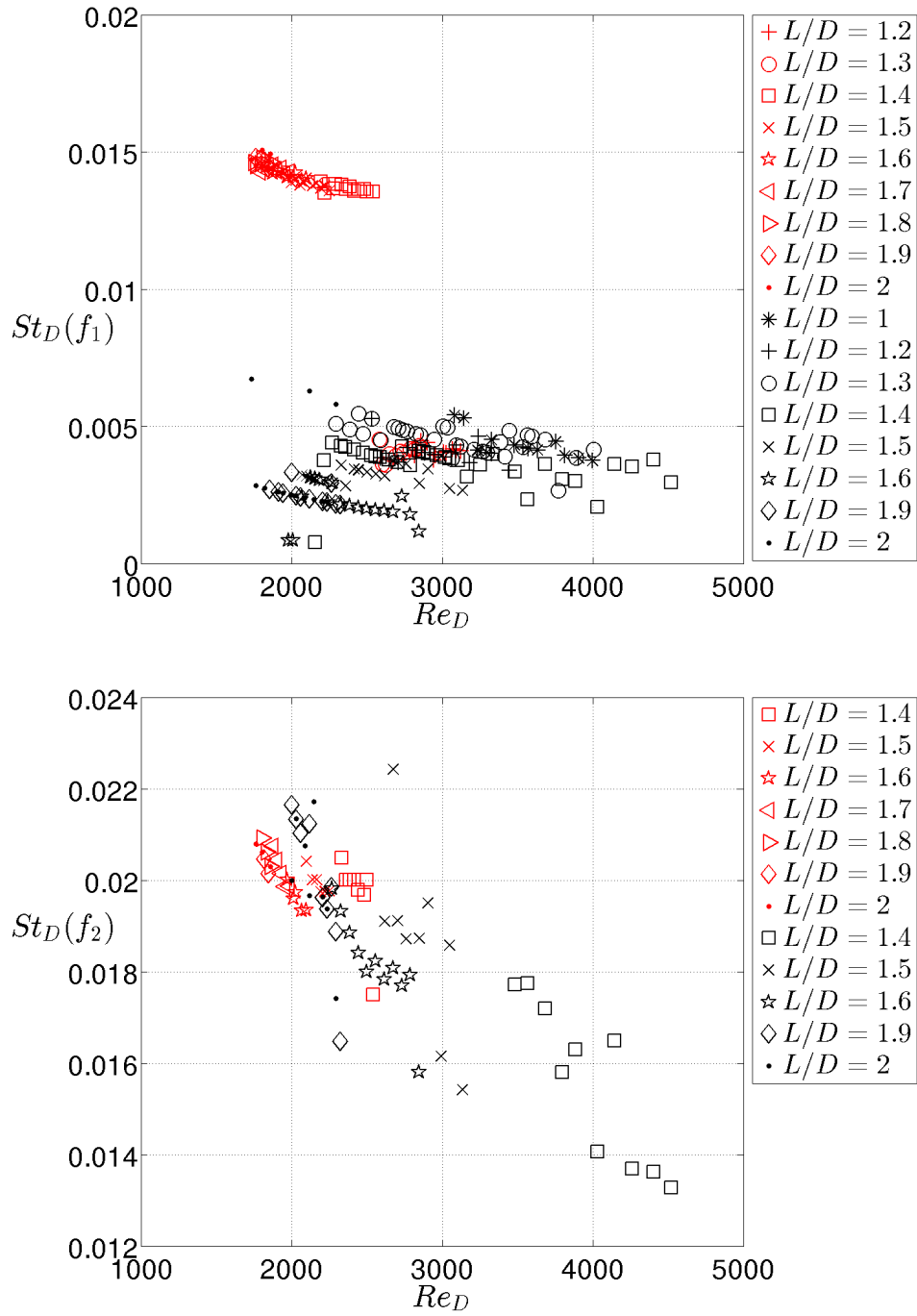


FIGURE 3.58 – Evolution des nombres de Strouhal dans : a) le régime primaire, b) le régime secondaire ; en rouge la configuration $S/D = 12$ et en noir $S/D = 6$.

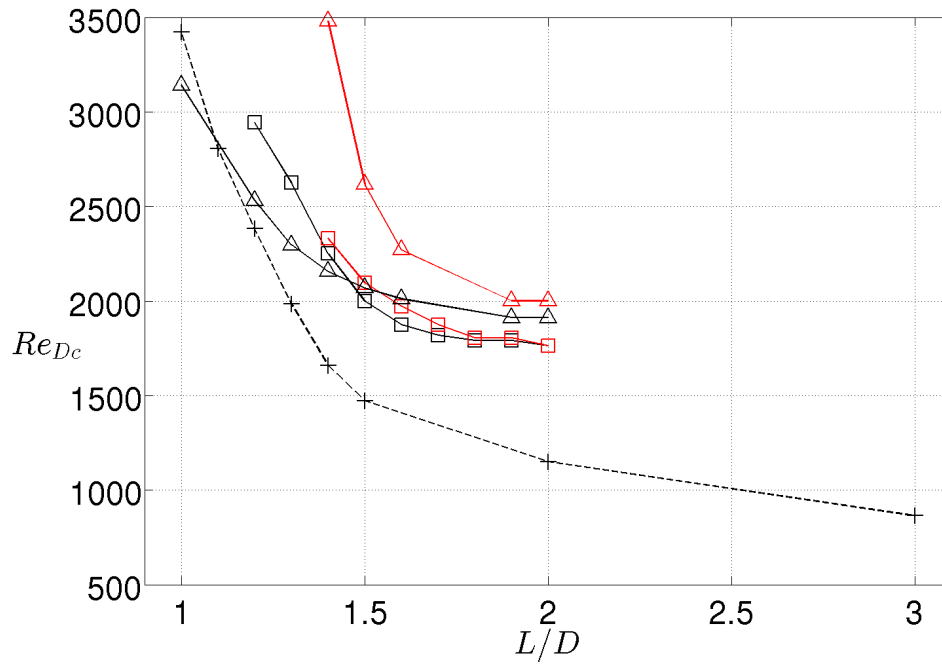


FIGURE 3.59 – Evolution du nombre de Reynolds critique en fonction du rapport d'aspect L/D pour les deux configurations $S/D = 6$ (\triangle) et $S/D = 12$ (\square) avec le régime primaire en noir et le régime secondaire en rouge. Les données numériques de Meseguer-Garrido *et al.* (2011) sont représentées en pointillés noirs.

3.5.2 Familles de modes intra-cavitaires dans la littérature

Nous avons identifié les modes caractérisant la propagation des structures de Taylor-Görtler pour différentes géométries de la cavité. Les résultats nous ont permis d'identifier un mode quasi-stationnaire dans le régime primaire pour les rapports de forme $L/D \leq 1.3$ pour les deux profondeurs de cavité $S/D = 6$ et $S/D = 12$. Pour les rapports de forme $L/D \geq 1.4$, des modes propagatifs sont identifiés en $S/D = 12$ pour les deux régimes tandis que la configuration $S/D = 6$ révèle un mode quasi-stationnaire pour le régime primaire et des modes quasi-stationnaires et propagatifs à Re_D fixé, pour le régime secondaire. Nous avons vu que la lente dérive identifiée pour le rapport d'aspect $L/D = 1$ peut résulter d'écoulements de recirculation secondaires moyens générés par les couche limites de Bödewadt.

Brès et Colonius (2008) ont mené les premiers travaux sur les instabilités 3D dans un écoulement de cavité ouverte en régime compressible. Ils réalisent une analyse de stabilité linéaire pour différents nombres de Reynolds, épaisseurs de couche limite et rapports d'aspect de la cavité L/D , en l'occurrence $L/D = 1$, $L/D = 2$ et $L/D = 4$. Les conditions aux limites latérales sont périodiques et l'état de base perturbé est bi-dimensionnel. Leurs résultats indiquent l'existence de trois familles de modes : la famille notée (i) est associée à des modes stationnaires ($\omega = 0$) avec une longueur d'onde $0.2 < \lambda/D < 0.6$; une famille de modes instationnaires (ii) ($\omega \neq 0$) avec $0.6 < \lambda/D < 1.4$ et une troisième famille de modes instationnaires (iii) ($\omega \neq 0$) avec $1.4 < \lambda/D < 2.1$. Cette dernière a un taux de croissance toujours négatif dans les cas étudiés dans Brès et Colonius (2008). Pour $L/D = 2$ et 4, le mode le plus instable appartient à la famille (ii). Pour $L/D = 1$, le mode critique appartient à la famille (i). Ces résultats sont en accords avec nos résultats expérimentaux établis pour la cavité $S/D = 12$. En revanche, nos résultats pour la cavité $S/D = 6$ montrent qu'un mode stationnaire est sélectionné au seuil pour l'ensemble des L/D étudiés. Nous avons supposé que l'existence de ce mode pour les $L/D > 1.3$ résultait d'un effet du confinement latéral. Numériquement, il faudrait réaliser une analyse de stabilité sur un état de base stationnaire intrinsèquement tri-dimensionnel, ce qui n'a pas encore été réalisé à ce jour. Les DNS de Brès et Colonius (2008) à nombre de Mach $M = 0.3$ et nombre de Reynolds de 300, indiquent une possible superposition de deux modes des familles (i) et (ii). La longueur d'onde des structures est celle de la famille (i) mais le mode est propagatif avec un nombre de Strouhal typique de la famille (ii). Ces résultats suggèrent la possibilité que deux branches de modes puissent simultanément être sélectionnées par l'écoulement dans le régime permanent non-linéaire.

Nos résultats sont également en accord avec les résultats numériques d'analyse de stabilité linéaire paramétrique de l'écoulement de cavité ouverte en régime incompressible de Meseguer-Garrido *et al.* (2011). Leur étude porte sur l'effet du nombre de Reynolds, du rapport d'aspect L/D et du nombre d'onde transverse sur la stabilité de l'écoulement de base 2D.

Ils observent une décroissance du premier seuil de bifurcation avec le rapport L/D , comme dans nos expériences. L'évolution des seuils de bifurcation avec le rapport d'aspect L/D est représentée sur la figure 3.59 à partir des données extraites de Meseguer-Garrido *et al.* (2011). Nos expériences sont réalisées avec une épaisseur de couche limite plus fine que dans Meseguer-Garrido *et al.* (2011) ce qui peut expliquer le décalage entre les courbes. Meseguer-Garrido *et al.* (2011) identifient deux branches de modes pour $L/D = 1$: une branche de modes stationnaires au seuil et pour des nombres de Reynolds plus élevés, une branche de modes instationnaires. Pour les petits rapports

de forme $L/D < 1.3$, le mode critique est stationnaire. Pour $L/D \geq 1.3$, les auteurs montrent un changement dans l'ordre de stabilité. Le premier mode critique est propagatif, avec un nombre d'onde deux fois plus petit que celui identifié pour $L/D < 1.3$. Pour la configuration $S/D = 12$, nous avons observé un changement de famille de modes pour le régime primaire autour de $L/D > 1.3$. Les modes sont quasi-stationnaires pour $L/D < 1.4$ et propagatifs pour $L/D \geq 1.4$. De plus, nous avons observé une modification de la longueur d'onde des structures. Pour les rapports d'aspects $L/D < 1.4$, $\lambda/D \cong 0.6$ tandis que $\lambda/D \cong 1$ pour $L/D \geq 1.4$, soit un rapport des longueurs d'onde de 1.8, proche de 2. Dans la configuration $S/D = 6$, nous avons constaté la co-existence de deux types de longueurs d'onde lorsque $L/D \geq 1.4$. Pour $L/D \leq 1.3$ $\lambda/D \approx 0.68$ et pour $L/D \geq 1.4$, les modes quasi-stationnaires sont associés à $\lambda/D \approx 0.6$ et les modes propagatifs à $\lambda/D \approx 1.1$. Rappelons que les simulations numériques de Meseguer-Garrido *et al.* (2011) ont été réalisées avec des conditions aux limites latérales périodiques : l'effet du confinement latéral sur la sélection des familles de mode n'a pas été pris en compte. Sur ce point, il est intéressant d'analyser les résultats présents dans la littérature concernant les cavités entraînées. La nature des modes intra-cavitaires a également fait l'objet d'études pour cet écoulement en présence ou non de parois latérales. Albensoeder *et al.* (2001) observent expérimentalement des structures spatialement localisées au centre de l'envergure sur environ 1/3 de la longueur totale pour un rapport $S/D = 6.55$ et $L/D = 1$. L'extension spatialement limitée des structures est interprétée comme le résultat d'un effet de confinement par les parois latérales. Cette hypothèse est confirmée par Albensoeder et Kuhlmann (2006) à l'aide d'une simulation numérique directe avec des parois latérales rigides révélant la même répartition des structures au centre de l'envergure. Nous observons également des ondes quasi-stationnaires spatialement localisées pour $S/D = 6$ et $L/D = 1$. De plus, dans les expériences de Aidun *et al.* (1991) sur la cavité entraînée, un mode propagatif est identifié dans une configuration fortement confinée latéralement ($S/D = 3$). Toutefois, Faure *et al.* (2009a) obtiennent pour une cavité ouverte $S/D = 3$ et $L/D = 1$ et des nombres de Reynolds compris entre 4 000 et 5 000 des vitesses de dérive transverse $c/U_e = 0.004$ associées à $\lambda/D = 0.6$, soit un nombre de Strouhal $St = c/\lambda D U_e$ voisin de 0.007, caractéristique d'un mode quasi-stationnaire. Ce résultat appuie notre hypothèse sur la sélection d'un mode stationnaire lorsque le système est confiné latéralement.

3.5.3 Effets des conditions aux limites sur la sélection de modes intra-cavitaires.

Les expériences réalisées dans le régime primaire ont montré l'existence d'un biais expérimental. En effet, l'onde gauche est systématiquement sélectionnée lors de la transition vers le régime primaire pour les rapports de forme $L/D > 1.3$ tandis qu'il s'agit systématiquement d'une onde droite pour les rapports de forme $L/D < 1.4$. Des mesures supplémentaires ont également révélé la sensibilité de l'écoulement aux conditions aux limites. En effet, certaines expériences ont montré un mode propagatif pour les configurations $L/D < 1.4$ contrairement au mode quasi-stationnaire présenté dans la section 3.2.4. La figure 3.60.a est un exemple de diagramme spectral obtenu pour $S/D = 6$ et $L/D = 1$. La mesure LDV est ici située en $x/L = 0.25$ $y/D = -0.122$ et $z/S = -0.13$. On y relève un nombre de Strouhal $St = 0.01 > 0.004$. On remarque une sélection de fréquence qui ressemble à un forçage car aucune fluctuation autour de la fréquence n'apparaît. La dynamique dans le régime secondaire, lorsqu'il existe, est également

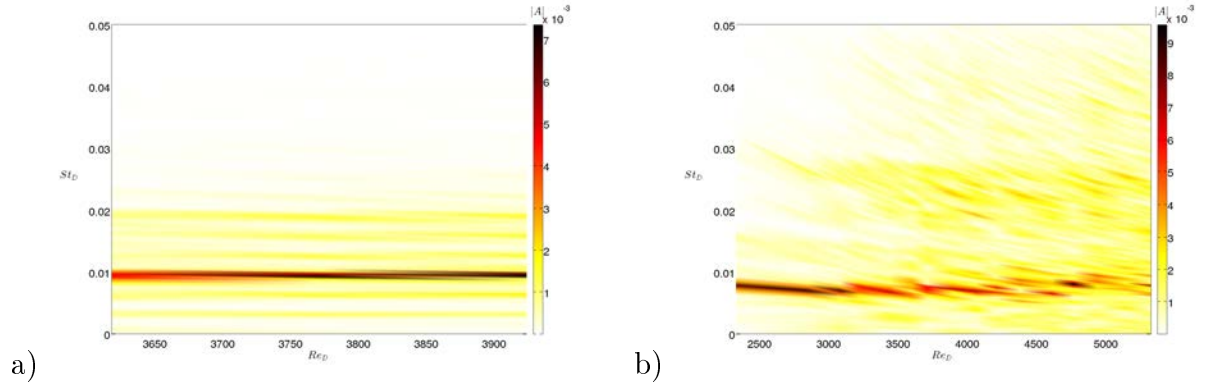


FIGURE 3.60 – Diagramme spectral en rampe de vitesse décroissante pour la configuration $S/D = 6$: a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.5$.

modifiée. Pour $L/D = 1.5$ par exemple, l'écoulement sélectionne moins nettement les modes propagatifs, il en résulte une faible intensité du phénomène d'interférence d'ondes, comme illustré sur la figure 3.60.b où l'on ne distingue pas de fréquence f_2 . Nous avons constaté que la sélection de mode est en fait très sensible aux défauts de parallélisme. Ces défauts supprimés, d'autres expériences ont montré la sélection de modes propagatifs dans le régime primaire pour les géométries $S/D = 6$ et les rapports de forme $L/D > 1.3$. Pour la géométrie $L/D = 1.9$, par exemple, nous avons observé un mode propagatif en rampe décroissante de la vitesse tandis qu'un mode quasi-stationnaire est apparu en rampe croissante. Rappelons que nous avons observé pour ces configurations, un mode quasi-stationnaire dans le régime primaire qui persiste dans le régime secondaire tandis que pour $S/D = 12$, nous avons observé un mode propagatif, cf. section 3.2.4. Ainsi, pour la cavité $S/D = 6$, soit les deux familles de modes co-existent et la famille de modes sélectionnée dépend des conditions aux limites, soit un biais expérimental modifie systématiquement la famille sélectionnée dans nos expériences. Toutefois, des expériences ont révélé que les nombres de Strouhal identifiés dans le régime primaire, avec un ordre de grandeur typique de celui de la famille de modes propagatifs, ont une longueur d'onde associée à la famille de modes quasi-stationnaires. Cette observation suggère que la famille de modes sélectionnée est la famille de modes quasi-stationnaires mais un biais expérimental modifie la dérive des structures à l'origine d'un nombre de Strouhal de la famille de modes propagatifs.

3.5.4 Couche cisailée

Quand les modes de la couche de mélange sont excités, leur niveau d'énergie est de plusieurs décades au-dessus des modes intra-cavitaires. Il y a donc lieu de s'interroger sur leur impact sur la dynamique intra-cavitaire. Dans cette section, nous voulons identifier les modes de la couche cisailée afin de vérifier s'il existe un lien entre la transition vers le régime secondaire et l'apparition d'une instabilité de Kelvin Helmholtz dans la couche cisailée impactante.

Les expériences présentées dans les sections précédentes ont été réalisées à l'aide de la LDV en un point de mesure proche du plan affleurant et du bord amont de la cavité ($y/D = 0.102$ pour $S/D = 6$ et $y/D = 0.24$ pour $S/D = 12$). Nous pouvons y détecter une éventuelle fréquence de la couche cisailée.

Aucun mode de couche cisailée n'est identifié pour l'ensemble des rapports L/D étudiés

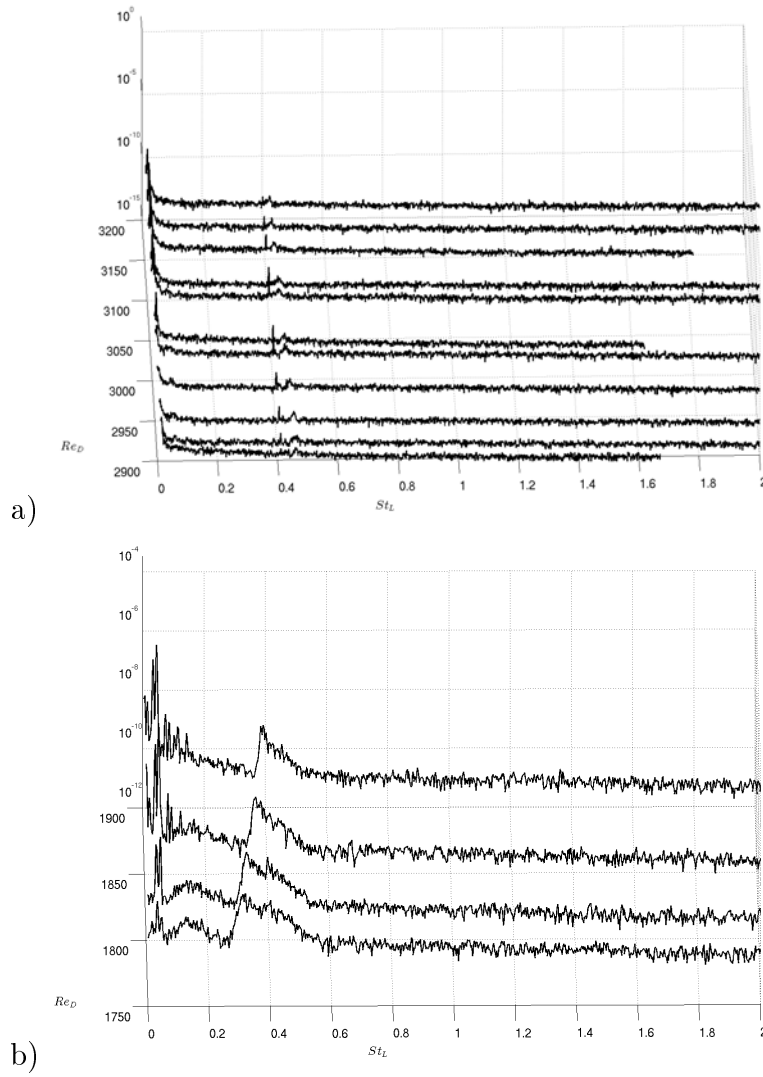


FIGURE 3.61 – Spectre de densité spectrale de puissance du signal temporel dans les régimes primaires et secondaire pour la configuration $S/D = 12$: a) $L/D = 1.2$ et b) $L/D = 2$.

pour la configuration $S/D = 12$. Les rapports d'aspect $L/D = 1.2$ et $L/D = 2$ sont les deux limites géométriques représentées pour cette configuration sur la figure 3.61.

Le pic de fréquence associé à $St_L = 0.4$ pour le rapport de forme $L/D = 1.2$ sur la figure 3.61.a correspond probablement à un pic de résonance de la veine. Il en est de même pour le pic large bande situé autour de $St_L = 0.4$ pour le rapport de forme $L/D = 2$ sur la figure 3.61.b.

Les spectres pour la cavité de plus grande profondeur, en l'occurrence $S/D = 6$, montrent que les oscillations de la couche cisailée sont présentes : le mode 1 ($St_L \approx 0.5$) d'oscillation est sélectionné dès le rapport de forme $L/D = 1$ pour tous les nombres de Reynolds et le mode 2 ($St_L = 1$) apparaît à partir du rapport de forme $L/D = 1.4$, cf. figure 3.62. Le mode 1 correspond au régime d'amplification de la couche cisailée tandis que le mode 2 correspond au premier régime d'oscillations auto-entretenues. Les rapports d'aspects $L/D = 1$, $L/D = 1.4$, $L/D = 1.5$ et $L/D = 2$ sont représentés sur la figure 3.62. Nous pouvons observer l'apparition du mode 2 pour le rapport de forme $L/D = 1.4$ et une décroissance du mode 1 pour $L/D = 2$ qui reste toutefois supérieur en amplitude au

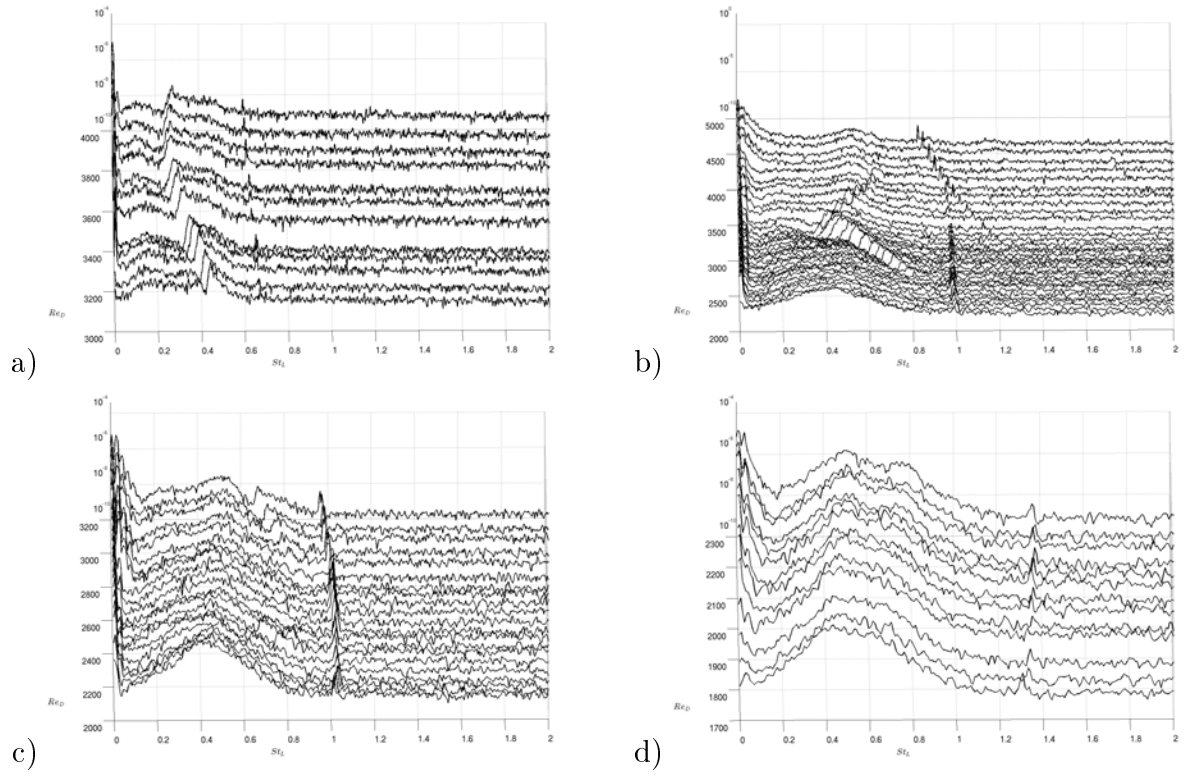


FIGURE 3.62 – Spectre de densité spectral de puissance du signal temporel dans les régimes primaires et secondaire pour la configuration $S/D = 6$: a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.4$, c) $L/D = 1.5$ et d) $L/D = 2$.

mode 2.

La cavité $S/D = 6$ sélectionne le mode 1 ($St_L = 0.5$) de la couche cisailée dans la gamme de nombres de Reynolds étudiés. Aucun mode de couche cisailée n'a été identifié pour la cavité $S/D = 12$ dans nos expériences. Aucun lien entre le mode de couche cisailée et la transition vers le régime secondaire n'est par conséquent identifié pour les deux profondeurs de la cavité et les différentes longueurs étudiées.

3.6 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé la dynamique intra-cavitaire des deux régimes principaux de l'écoulement, primaire et secondaire, dans lesquels apparaissent les structures de Taylor-Görtler. Nous avons vu l'influence de la géométrie et du nombre de Reynolds sur le nombre de Strouhal et sur la longueur d'onde de ces structures ainsi que l'évolution des seuils de bifurcation avec la géométrie de la cavité.

L'étude des seuils critiques a révélé une bifurcation supercritique vers le régime primaire pour les deux configurations S/D et l'ensemble des L/D étudiés. La nature supercritique de la bifurcation secondaire a clairement été identifiée pour la configuration $S/D = 12$.

L'analyse est moins certaine pour la configuration $S/D = 6$. Nous avons observé une décroissance monotone des seuils de bifurcation avec la longueur de la cavité. Cette évolution est probablement corrélée à une augmentation de la taille de la recirculation principale qui accroît les gradients de vitesse près de la zone d'injection. Il en résulte un critère de Rayleigh plus important dans ces zones. L'écoulement est alors plus instable pour des valeurs plus faibles du nombre de Reynolds lorsque la longueur de la cavité augmente.

L'écoulement intra-cavitaire est composé de modes quasi-stationnaires ou propagatifs, selon les confinements latéral et longitudinal. Ces familles de modes ont des nombres de Strouhal et des longueurs d'onde différents. Lorsque la cavité est confinée longitudinalement, l'écoulement tend à sélectionner un mode stationnaire. En réalité, il s'agit d'un mode quasi-stationnaire qui dérive légèrement, en raison des écoulements secondaires induits par les parois latérales. La limite géométrique $L/D = 1.4$, à partir de laquelle l'écoulement sélectionne un mode propagatif, est liée à une perte de symétrie au sein de l'écoulement intra-cavitaire où le tourbillon de coin à l'amont de la cavité s'élargit. Cette sélection de familles de modes selon la longueur de la cavité est en bon accord avec des résultats dans la littérature sur les cavités entraînées. Lorsque la cavité est confinée latéralement, l'écoulement tend à sélectionner un mode quasi-stationnaire. Afin de vérifier cet influence du confinement latéral sur la famille de modes sélectionnée, une analyse de stabilité linéaire tridimensionnelle devrait être conduite en considérant des parois latérales rigides.

La co-existence des familles de modes quasi-stationnaires et propagatifs dans le régime secondaire de la configuration $S/D = 6$ s'explique par un effet des confinements latéral et longitudinal. Lorsque le confinement longitudinal est relaxé, donc lorsque la longueur de la cavité augmente, des modes propagatifs apparaissent. Cependant, comme le confinement latéral est augmenté ($S/D = 6$), la famille de modes quasi-stationnaires est également sélectionnée.

Des mesures supplémentaires ont révélé des modes propagatifs dans le régime primaire pour les petits rapports de forme L/D comme pour les grands en $S/D = 6$, contrairement aux modes quasi-stationnaires initialement identifiés. Toutefois, dans le cas des petits rapports de forme, la longueur d'onde des structures est associée à un mode quasi-stationnaire, seul le nombre de Strouhal a été modifié. Ces résultats traduisent une sensibilité de l'écoulement aux conditions expérimentales.

Nous avons également montré dans ce chapitre que le régime secondaire s'interprétait comme la superposition de deux ondes propagatives gauche et droite couplées. Ce régime n'est observé que si le régime primaire est déjà constitué d'une onde propagative. Dès

lors, le régime secondaire n'apparaît pas pour les géométries à petit rapport de forme L/D . Cependant, une autre instabilité secondaire apparaît parfois pour ces rapports de forme. Elle se manifeste par une oscillation de type variqueuse des structures de Taylor-Görtler. Des analyses supplémentaires sur ces géométries sont nécessaires pour confirmer l'existence de cette instabilité secondaire, ainsi que sa nature.

Une analyse faiblement non linéaire est présentée dans le chapitre suivant afin d'étudier le mécanisme à l'origine du régime secondaire. L'hypothèse d'une bifurcation du coefficient de couplage des ondes y est discutée.

Chapitre 4

Analyse faiblement non linéaire des régimes primaire et secondaire et transition vers l'état turbulent intra-cavitaire

4.1 Contexte général

L'étude de stabilité d'un système permet de révéler ses changements de comportement. Selon Eckhaus (1965) : "*Given an equilibrium state of a physical system, whose stability we wish to study, we consider a state near equilibrium and ask whether in the course of time the system will tend toward the given equilibrium state*". Eckhaus souligne également que dans toute expérience, de faibles perturbations liées aux imperfections intrinsèques au système existent et conditionnent le véritable état du système. L'intensité des perturbations définit le cadre de l'étude de stabilité. Lorsque celles-ci sont infinitésimales, une étude de stabilité linéaire est réalisable. Celle-ci consiste à linéariser les équations autour de l'écoulement de base et ne prend donc pas en compte les effets non-linéaires dans la dynamique. La croissance de la perturbation est alors exponentielle et certains modes ont un taux de croissance positif, l'état de base est instable et les modes amplifiés sont susceptibles d'être à l'origine d'un changement d'état du système. Cette croissance exponentielle à l'infini des modes n'est pas physique, elle correspond seulement à l'évolution du système pour des temps courts. Aux temps longs, des effets de saturation non-linéaire se manifestent le plus souvent. Les tourbillons de Taylor-Görtler résultent ainsi de la saturation non linéaire d'une instabilité centrifuge.

Les équations d'amplitude constituent un formalisme non linéaire pour décrire la dynamique du nouvel état sur des échelles de temps et d'espace lentes de l'amplitude par rapport à la variation rapide de la phase du mode dominant. La nature de la bifurcation est imposée par le terme non linéaire d'ordre le plus bas. Ce terme dépend des brisures de symétries du système considéré, d'où la diversité des équations d'amplitude. Nous avons identifié dans le chapitre précédent que les structures tourbillonnaires sont assimilables à des ondes propagatives ou quasi-stationnaires selon les configurations. Nous utilisons donc le formalisme de stabilité faiblement non linéaire d'une onde pour décrire la dynamique de ces structures.

Lorsque le système est spatialement étendu, la dynamique non linéaire est décrite par

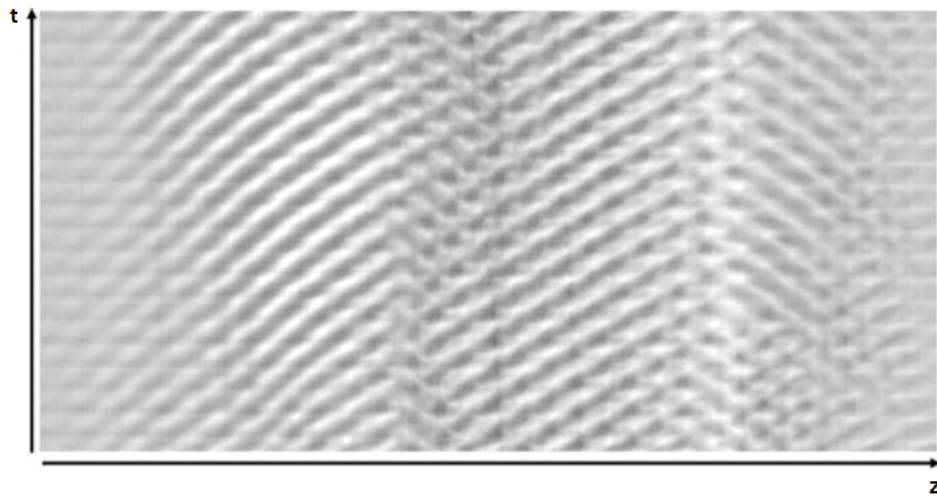


FIGURE 4.1 – Diagramme spatio-temporel : d'après Goharzadeh et Mutabazi (2010).

l'équation de l'enveloppe d'un paquet d'onde dispersif. Lorsque le système est dissipatif, l'évolution de la dynamique faiblement non linéaire de l'enveloppe d'un paquet d'ondes au voisinage de la stabilité marginale est généralement décrite par une équation du type Ginzburg-Landau (Charru (2007), Manneville (2004), van Hecke *et al.* (1994)). L'état non-linéairement saturé peut à son tour se déstabiliser. Parmi les instabilités secondaires, on trouve l'instabilité variqueuse, l'instabilité de Benjamin-Feir ou encore l'instabilité zig-zag (Charru (2007), Benjamin et Feir (1967)). Ces différentes instabilités génèrent des motifs modulés qui ont été étudiés dans des cas à une ou deux dimensions d'espace (Bergé *et al.* (1998)). Par exemple, Burguete *et al.* (2003) étudient des motifs modulés générés dans un fluide localement chauffé. L'étude montre qu'après une première bifurcation générant un motif stationnaire, une deuxième bifurcation est responsable de l'apparition de plusieurs motifs : un régime oscillant pour une faible profondeur de fluide, une onde propagative pour une profondeur plus importante. Goharzadeh et Mutabazi (2010) extraient les coefficients des équations de Ginzburg-Landau complexes couplées, modélisant un régime instationnaire constitué de l'interpénétration de spirales gauche et droite dans un système de Taylor-Couette contra-rotatif. La première bifurcation de l'écoulement génère des spirales propagatives gauche et droite, de fréquence et nombre d'onde approximativement similaires, séparées par un point source. Pour un nombre de Reynolds plus élevé, les spirales s'interpénètrent. Cette dynamique a des points communs avec notre étude. A partir d'un nombre de Reynolds critique, l'écoulement intra-cavitaire subit une première bifurcation qui conduit à l'apparition d'une onde. Pour un nombre de Reynolds plus élevé, une seconde bifurcation apparait. La dynamique du régime secondaire est alors caractérisée par la superposition de deux ondes contra-propagatives (figure 4.1). La figure 4.1 montre trois zones distinctes de l'espace. La partie gauche de la figure est constituée d'une spirale gauche, la partie droite d'une spirale droite et dans la région centrale, on constate l'interpénétration des spirales. Ce type de motif rappelle celui du régime secondaire identifié dans notre système.

Quel est le mécanisme à l'origine de ce régime secondaire ? Nous avons vu dans le chapitre 3 l'existence d'écoulements secondaires, pilotés par les couches limites de Bödewadt des parois latérales de la cavité. On peut alors s'interroger sur l'effet de ce champ moyen sur la dynamique de l'onde du régime primaire, lorsque le paramètre de

contrôle est augmenté. En effet, si à partir d'un seuil critique, un couplage entre l'onde et le champ moyen est possible, alors l'onde peut être "distordue" (Charru et Barthelet (1999)). Toutefois, dans notre expérience, cette hypothèse n'explique pas l'apparition de la deuxième onde. Pour vérifier un couplage éventuel avec le champ moyen, il faudrait pouvoir modifier la longueur transverse de la cavité, ce qui n'est pas réalisable avec notre dispositif. Dans la suite, nous présentons les deux hypothèses qui vont être discutées au cours de ce chapitre.

4.2 Cadre de notre étude

Couplage d'ondes

Les équations de Ginzburg-Landau complexes couplées constituent le formalisme adapté pour décrire l'évolution lente de l'amplitude complexe d'ondes symétriques contra-propagatives couplées. Selon la valeur du rapport entre le coefficient de couplage γ et le coefficient de saturation β de l'onde, plusieurs dynamiques peuvent être observées. Lorsque $-1 < \gamma/\beta < 1$, les deux ondes peuvent co-exister spatialement. On observe en général la superposition des deux ondes. Cette superposition crée une onde stationnaire. Lorsque $\gamma/\beta > 1$, les ondes s'excluent spatialement et la superposition des deux ondes n'est plus possible. Dès lors, la dynamique est constituée d'ondes propagatives qui se meuvent sur des domaines spatiaux différents. Enfin, lorsque $\gamma/\beta < -1$, l'amplitude explose. Ainsi, le régime secondaire décrit dans le chapitre précédent pourrait résulter d'une transition entre un régime où les ondes s'excluent mutuellement ($\gamma/\beta > 1$, régime primaire) à un régime où les ondes se superposent ($-1 < \gamma/\beta < 1$, régime secondaire). Pour vérifier un tel scénario, nous devons déterminer le rapport γ/β .

Instabilité de Benjamin-Feir

L'écoulement de cavité ouverte carrée présente des similitudes avec l'écoulement de Taylor-Couette. Brès et Colonius (2008) comparent ces écoulements en associant le cylindre fixe du système de Taylor-Couette aux parois fixes de la cavité et le cylindre tournant à la recirculation principale. Après une première bifurcation, le régime primaire de l'écoulement de Taylor-Couette est caractérisé par la présence de rouleaux stationnaires. Dans la cavité, nous avons identifié des structures quasi-stationnaires, au seuil, pour les petits rapports de forme L/D . En faisant varier le paramètre de contrôle, une deuxième bifurcation de type Eckhaus apparait dans l'écoulement de Taylor-Couette. L'instabilité d'Eckhaus résulte de l'instabilité d'une onde stationnaire vis à vis de perturbations de grande longueur d'onde. Cette instabilité vis à vis de grandes longueurs d'onde se généralise au cas d'une onde propagative. Il s'agit alors de l'instabilité dite de Benjamin-Feir (Benjamin et Feir (1967), Charru (2007)).

Dans le chapitre 3, nous avons vu que pour des cavités peu profondes ($S/D = 12$) de grand rapport de forme (L/D), le régime secondaire de l'écoulement de cavité est systématiquement précédé d'un régime primaire caractérisé par une onde propagative. Les spectres des séries temporelles du régime secondaire présentés en introduction du chapitre précédent ont montré l'apparition de pics à proximité du pic associé à l'onde primaire. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le signal temporel de vitesse est de plus en plus modulé. L'amplitude des pics latéraux augmente, rappelant ainsi le mécanisme d'une instabilité modulationnelle. L'apparition de l'onde 2, de nombre d'onde

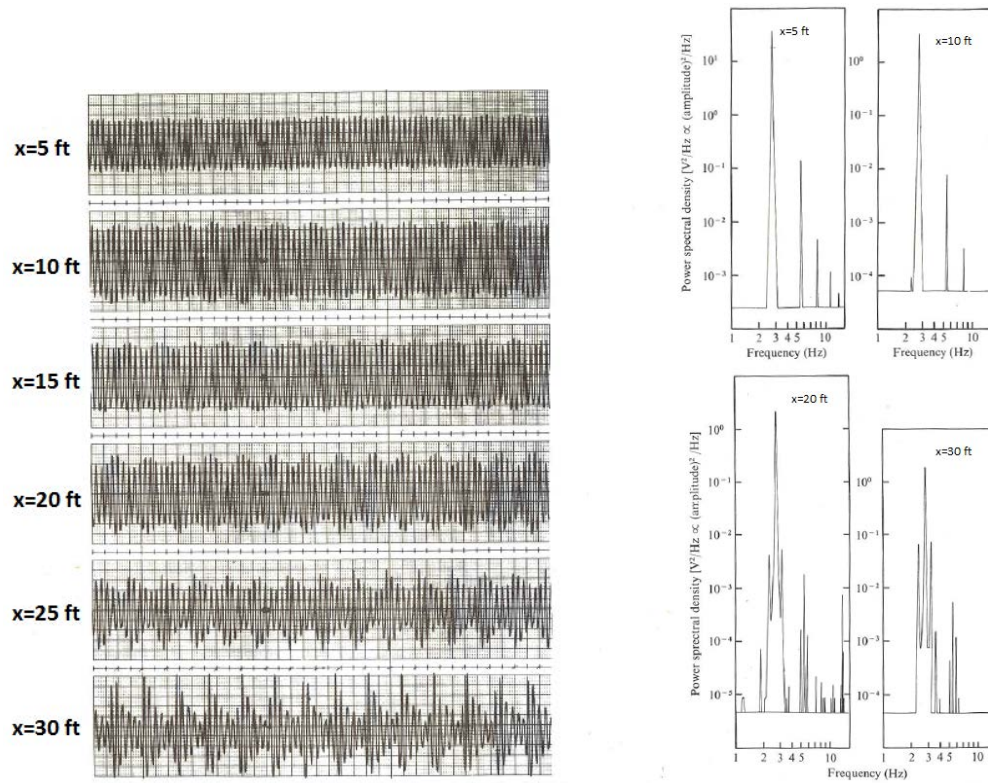


FIGURE 4.2 – D’après Lake *et al.* (1977) correspondant à l’évolution du train d’onde à distance croissante du batteur

proche de celui de l’onde 1, est alors responsable de la modulation observée. L’évolution de l’amplitude de l’onde 1 avec le nombre de Reynolds est modifiée en présence de l’onde 2 suggérant un transfert d’énergie vers le mode 2. A plus haut nombre de Reynolds encore, on observe également la croissance des modes associés à la différence et la somme des ondes 1 et 2. Ce mécanisme s’apparente à de la résonance d’ondes, avec un transfert d’énergie du mode primaire vers le mode secondaire, puis tertiaire, etc. Le régime secondaire pourrait ainsi résulter d’une instabilité de type Benjamin-Feir.

En 1967, Benjamin et Feir (1967) réalisent une étude théorique sur la stabilité d’un train d’onde périodique en eau profonde, d’amplitude finie, vis à vis de modes adjacents au mode dominant. L’étude de Benjamin et Feir fait suite à celles menées sur l’existence d’une onde de forme permanente (onde de Stokes) mais la stabilité de cette onde n’avait jusqu’alors pas été étudiée. Leur étude a mis en évidence l’instabilité du train d’onde vis à vis de petits nombres d’ondes tels que : $0 < \delta \leq \sqrt{2}ka$, où δ est la différence entre le nombre d’onde primaire k et le nombre d’onde de la perturbation, et a est l’amplitude du train d’onde perturbé. Lake *et al.* (1977) ont identifié qu’à temps long, sans effets dissipatifs, le train d’onde ne se désintègre pas mais, pour de fortes modulations, évolue vers un pulse d’onde en aval du batteur. Le spectre présente la fréquence de l’onde progressive mais aussi des pics adjacents de plus faible amplitude qui croissent avec la distance au batteur (figure 4.2). La croissance des pics adjacents affecte le profil du train d’onde si bien que celui-ci est modulé comme le montre la figure 4.2. Pour une distance au batteur encore plus grande, le système repasse par sa configuration énergétique initiale. C’est le phénomène de Fermi-Pasta-Ulam (FPU).

L’instabilité de Benjamin-Feir étant une instabilité de phase, on peut réécrire l’équation

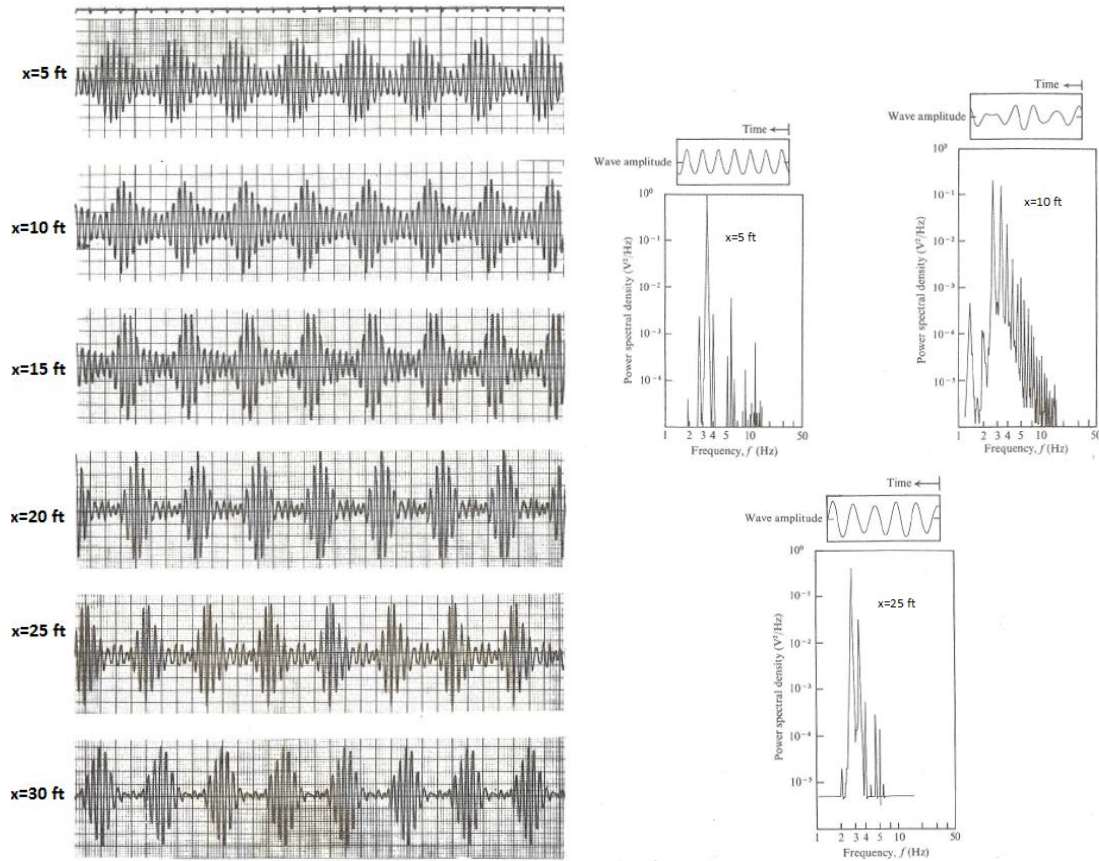


FIGURE 4.3 – D’après Lake *et al.* (1977) représentant l’évolution du train d’onde initialement modulé

de Ginzburg-Landau complexe sous la forme de deux équations d’évolution, l’une sur l’amplitude réelle, l’autre sur la phase. L’amplitude étant asservie à la phase, on se ramène encore à une équation de diffusion du gradient de la phase. Le gradient de la phase est alors instable si le coefficient de diffusion est négatif (Charru (2007), Manneville (2004)). Le critère d’instabilité prend alors une forme particulièrement simple (critère de Newell) :

$$1 + c_1 c_2 < 0 \quad (4.1)$$

où c_1 et c_2 sont des coefficients de dispersion linéaire et non-linéaire qui apparaissent dans l’équation de Ginzburg-Landau complexe que nous verrons ultérieurement.

Objectif de ce chapitre

Dans ce chapitre, nous voulons identifier le mécanisme à l’origine du régime secondaire. A cette fin, nous étudions la dynamique de l’écoulement saturé à l’aide des équations de Ginzburg-Landau. Nous avons proposé deux scénarios possibles pour expliquer la deuxième bifurcation de l’écoulement, qui peuvent être testés dans le cadre de ces équations. Notre première hypothèse porte sur une bifurcation du coefficient de couplage des ondes qui autorise leur co-existence spatiale et permet leur superposition. Afin de vérifier cette hypothèse, nous devons déterminer la valeur du rapport γ/β . La deuxième hypothèse repose sur une instabilité modulationnelle de type Benjamin-Feir. Pour vérifier ce scénario, nous devons identifier les coefficients c_1 et c_2 de l’équation. Nous complétons

également l'analyse de la dynamique du régime secondaire à l'aide d'expériences réalisées pour des nombres de Reynolds plus élevés et ce, jusqu'à la transition vers l'état turbulent intra-cavitaire.

4.3 Analyse faiblement non-linéaire

4.3.1 Présentation

"Dans les systèmes étendus, une bande entière de vecteurs d'onde, de largeur $\sim \sqrt{\delta r}$, est linéairement instable au seuil, si bien que l'état du système résulte en fait d'interférences entre ces vecteurs d'onde. Ces interférences peuvent être interprétées comme des modulations d'amplitude qui, habituellement, se comportent de manière diffusive à l'ordre le plus bas", Manneville (1995). Une équation d'amplitude décrit alors l'évolution lente de l'enveloppe complexe. Le terme non linéaire dominant est imposé par les propriétés de symétrie du système. Quand le système est constitué d'une seule onde propagative et que la bifurcation est supercritique, l'équation d'amplitude est en général l'équation de Ginzburg-Landau complexe (CGLE) :

$$\tau \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} - v_g \frac{\partial A_1}{\partial z} \right) = \epsilon A_1 + \xi^2 (1 + ic_1) \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \beta (1 + ic_2) |A_1|^2 A_1 \quad (4.2)$$

où A_1 est l'amplitude complexe de l'onde évoluant sur des échelles de temps et d'espace longues devant celles de la porteuse. Certains coefficients de l'équation peuvent être estimés expérimentalement. Par exemple, τ est le temps caractéristique de la dynamique de l'amplitude. Lorsque A est petit, le terme dominant dans le membre de droite est ϵA , de sorte que $\tau \partial_t A \approx \epsilon A$ et $A \approx A_0 e^{\epsilon t / \tau}$. La partie réelle de ϵ représente ainsi l'écart au seuil. Le taux de croissance linéaire est alors donné par la partie réelle de $\sigma = \epsilon / \tau$ tandis que sa partie imaginaire est associée à la fréquence angulaire de la modulation. Les coefficients c_1 et c_2 sont les coefficients de dispersion linéaire et non linéaire, respectivement. Pour une bifurcation supercritique, le coefficient β est positif, de sorte que l'instabilité linéaire est saturée par le terme cubique. La partie imaginaire βc_2 est responsable d'une correction non-linéaire de la pulsation en régime saturé. Lorsque le système est constitué de deux ondes contra-propagatives symétriques, telles que :

$$\psi(z, t) = A_1(t, z) e^{i(\omega_c t + k_c z)} + A_2(t, z) e^{i(\omega_c t - k_c z)}$$

où A_1 et A_2 sont les amplitudes complexes de l'onde gauche et droite, respectivement, et k_c et ω_c sont le nombre d'onde et la pulsation critique au seuil, les équations d'amplitude décrivant la dynamique faiblement non linéaire du paquet d'ondes $\psi(z, t)$ sont généralement les équations de Ginzburg-Landau complexes couplées (CCGLE) :

$$\tau \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} - v_g \frac{\partial A_1}{\partial z} \right) = \epsilon A_1 + \xi^2 (1 + ic_1) \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \beta (1 + ic_2) |A_1|^2 A_1 - \gamma (1 + ic_3) |A_2|^2 A_1 \quad (4.3)$$

$$\tau \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} + v_g \frac{\partial A_2}{\partial z} \right) = \epsilon A_2 + \xi^2 (1 + ic_1) \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} - \beta (1 + ic_2) |A_2|^2 A_2 - \gamma (1 + ic_3) |A_1|^2 A_2 \quad (4.4)$$

où γ est le coefficient de couplage entre les deux ondes. Si $-1 < \gamma/\beta < 1$ alors les ondes peuvent co-exister en espace et se superposer. Il en résulte une onde stationnaire. En revanche, si $\gamma/\beta > 1$, alors les ondes s'excluent spatialement (H. Riecke and L. Kramer (2000), Cross et Hohenberg (1993)). Dans les systèmes étendus, cela se traduit par la nucléation de domaines d'onde propagative gauche et droite en différents points de l'espace, connectés par des singularités du type source, puits ou choc (van Hecke *et al.* (1999), Pastur *et al.* (2003)). Dans le cas d'ondes contra-propagatives symétriques, les coefficients intervenant dans les deux équations décrivant la dynamique des ondes sont identiques. Dans notre expérience, les ondes ne sont pas parfaitement symétriques. Aussi, nous considérons deux équations CCGLE avec des coefficients différents pour chaque onde :

$$\begin{aligned} \tau_1 \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} - v_{g1} \frac{\partial A_1}{\partial z} \right) = & \epsilon_1 A_1 + \xi_1^2 (1 + i c_{1A}) \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \beta_1 (1 + i c_{2A}) |A_1|^2 A_1 \\ & - \gamma_1 (1 + i c_{3A}) |A_2|^2 A_1 \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \tau_2 \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} + v_{g2} \frac{\partial A_2}{\partial z} \right) = & \epsilon_2 A_2 + \xi_2^2 (1 + i c_{1B}) \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} - \beta_2 (1 + i c_{2B}) |A_2|^2 A_2 \\ & - \gamma_2 (1 + i c_{3B}) |A_1|^2 A_2 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Il nous faut maintenant identifier les coefficients des équations à partir des données expérimentales.

4.3.2 Méthodes d'identification des coefficients des équations de Ginzburg-Landau

Méthode d'inversion directe par moindres carrés (SMC)

Plusieurs méthodes existent pour extraire les coefficients des équations de Ginzburg-Landau. La plus simple est de rechercher la solution de moindre carré (SMC). L'équation (CGLE ou CCGLE selon le cas étudié) est mise sous la forme $B = AX$, où les coefficients de l'équation sont le vecteur $X = (\epsilon/\tau, v_g/\tau, \xi^2/\tau, \frac{\xi^2 c_1}{\tau}, \beta/\tau, \frac{\beta c_2}{\tau}, \gamma/\tau, \frac{\gamma c_3}{\tau})^t$ avec t l'opérateur transposé. Le vecteur B est formé de $\frac{\partial A(x,t)}{\partial t}$. Nous avons alors :

$$B = \begin{pmatrix} \partial_t A(z_1, t_1) \\ \partial_t A(z_1, t_2) \\ \vdots \\ \partial_t A(z_1, t_N) \\ \partial_t A(z_2, t_1) \\ \vdots \\ \partial_t A(z_N, t_N) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

et :

$$A = \begin{pmatrix} A_1(z_1, t_1) & \partial_z A_1(z_1, t_1) & \partial_z^2 A_1(z_1, t_1) & |A_1(z_1, t_1)|^2 A_1(z_1, t_1) & |A_2(z_1, t_1)|^2 A_1(z_1, t_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_1(z_N, t_N) & \partial_z A_1(z_N, t_N) & \partial_z^2 A_1(z_N, t_N) & |A_1(z_N, t_N)|^2 A_1(z_N, t_N) & |A_2(z_N, t_N)|^2 A_1(z_N, t_N) \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

Le coefficient τ en facteur de ce terme dans l'équation, qui nous est inconnu, est donc un facteur de normalisation des coefficients de tous les autres termes dans la matrice A . Nous avons donc accès par cette méthode à ϵ/τ , β/τ , etc..., ce qui impose que nous soyons capable de déterminer séparément τ pour accéder aux coefficients de l'équation. La résolution de l'équation $B = AX$ par inversion directe a été réalisée dans les travaux de Vallette *et al.* (1997) et Le Gal *et al.* (2003). Ces auteurs montrent que cette méthode est très sensible au bruit. Nous pouvons opérer de deux manières. Soit nous considérons les équations complexes (4.5) et (4.6), auquel cas le vecteur X est à coefficients complexes (méthode SMC). Soit nous séparons les parties réelle et imaginaire des équations (4.5) et (4.6) (méthode SMCD). Si $A_1 = a_1 + i\tilde{a}_1$ et $A_2 = a_2 + i\tilde{a}_2$, on a alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_1 \left(\frac{\partial a_A}{\partial t} - v_{g1} \frac{\partial a_1}{\partial z} \right) = \epsilon_1 a_1 + \xi_1^2 \frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2} - \xi_1^2 c_{1A} \frac{\partial^2 \tilde{a}_1}{\partial z^2} - \beta_1 (a_1^3 + \tilde{a}_1^2 a_1) + \beta_1 c_{2A} (\tilde{a}_1^3 + a_1^2 \tilde{a}_1) \\ \quad - \gamma_1 (a_2^2 a_1 + \tilde{a}_2^2 a_1) + \gamma_1 c_{3A} (a_2^2 \tilde{a}_1 + \tilde{a}_2^2 a_1) \\ \tau_1 \left(\frac{\partial \tilde{a}_1}{\partial t} - v_{g1} \frac{\partial \tilde{a}_1}{\partial z} \right) = \epsilon_1 \tilde{a}_1 + \xi_1^2 \frac{\partial^2 \tilde{a}_1}{\partial z^2} + \xi_1^2 c_{1A} \frac{\partial^2 a_1}{\partial z^2} - \beta_1 (\tilde{a}_1^3 + a_1^2 \tilde{a}_1) - \beta_1 c_{2A} (a_1^3 + \tilde{a}_1^2 a_1) \\ \quad - \gamma_1 (a_2^2 \tilde{a}_1 + \tilde{a}_2^2 \tilde{a}_1) - \gamma_1 c_{3A} (a_2^2 a_1 + \tilde{a}_2^2 a_1) \end{array} \right. \quad (4.9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_2 \left(\frac{\partial a_2}{\partial t} + v_{g2} \frac{\partial a_2}{\partial z} \right) = \epsilon_2 a_2 + \xi_2^2 \frac{\partial^2 a_2}{\partial z^2} - \xi_2^2 c_{1B} \frac{\partial^2 \tilde{a}_2}{\partial z^2} - \beta_2 (a_2^3 + \tilde{a}_2^2 a_2) + \beta_2 c_{2B} (\tilde{a}_2^3 + a_2^2 \tilde{a}_2) \\ \quad - \gamma_2 (a_1^2 a_2 + \tilde{a}_1^2 a_2) + \gamma_2 c_{3B} (a_1^2 \tilde{a}_2 + \tilde{a}_1^2 a_2) \\ \tau_2 \left(\frac{\partial \tilde{a}_2}{\partial t} + v_{g2} \frac{\partial \tilde{a}_2}{\partial z} \right) = \epsilon_2 \tilde{a}_2 + \xi_2^2 \frac{\partial^2 \tilde{a}_2}{\partial z^2} + \xi_2^2 c_{1B} \frac{\partial^2 a_2}{\partial z^2} - \beta_2 (\tilde{a}_2^3 + a_2^2 \tilde{a}_2) - \beta_2 c_{2B} (a_2^3 + \tilde{a}_2^2 a_2) \\ \quad - \gamma_2 (a_1^2 \tilde{a}_2 + \tilde{a}_1^2 \tilde{a}_2) - \gamma_2 c_{3B} (a_1^2 a_2 + \tilde{a}_1^2 a_2) \end{array} \right. \quad (4.10)$$

Le vecteur X est alors à coefficients réels, et nous pouvons imposer certains coefficients à 0, comme par exemple les parties imaginaires de ϵ et v_g . Cela nous permet ainsi de contrôler certains coefficients, compte-tenu de ce que nous savons d'eux d'un point de vue physique.

Méthode par transformations optimales (TO)

Une autre méthode est proposée par Voss et Kurths (1997), Voss *et al.* (1998), Voss *et al.* (1999). Elle est basée sur l'algorithme "Alternating conditional expectation algorithm (ACE)" de Breiman et Friedman (1985).

Cette méthode formule un problème d'optimisation puis résout le système par régression non-linéaire. Le problème est mis sous la forme d'une somme linéaire de fonctions :

$$T_0(\partial_t v) = T_1(v) + T_2(\partial_z v) + T_3(\partial_{zz} v) + T_4(\partial_{zx} v) + T_5(\partial_{xx} v) + T_6(\partial_{zzz} v) + \dots$$

Les fonctions T_i ($i = 0, \dots, k$ avec k le nombre d'opérateurs considérés et v les données), sont appelées transformations optimales. Elles sont calculées de telle sorte à maximiser la

corrélation entre les deux membres de l'équation. Les termes en argument des fonctions T sont calculés au préalable à partir des données v .

Cette méthode a été validée sur la solution numérique de l'équation de Swift-Hohenberg (Voss *et al.* (1998)) et appliquée avec succès sur un cas de convection de fluide binaire (Voss *et al.* (1999)). Dans la suite, cette méthode sera référée par le sigle TO.

Méthode de projection sur la base POD (POD)

La méthode développée dans Chauve et Le Gal (1992) consiste à rechercher la solution de moindre carré sur une représentation réduite de l'ensemble des données. Les différents termes de l'équation CGLE sont projetés sur le sous-espace POD de dimension $N_r \ll N$, où N_r est la dimension de l'espace réduit et N la dimension de l'espace total. La base POD est obtenue par décomposition aux valeurs singulières (SVD) de l'amplitude complexe $A = U\Sigma V' = \sum_k u_k(t) s_k v_k(z)$ avec U et V les matrices de modes POD spatiaux et temporels, respectivement. La méthode repose sur l'hypothèse que tous les termes de CGLE ont une représentation diagonale dans la base réduite, y compris le terme non-linéaire $|A|^2 A = UZV' = \sum_k u_k(t) \phi_k v_k(z)$. Le procédé consiste à projeter l'équation sur le sous-espace engendré par les N_r premiers modes POD. L'équation CGLE exprimée dans la base singulière de A est donc :

$$\underbrace{\tau U' \frac{\partial A}{\partial t} V}_{s\Omega_{ls}} = \underbrace{\epsilon U' AV}_{s_s \delta_{ls}} - \underbrace{v_g U' \frac{\partial A}{\partial z} V}_{s_s G_{ls}} + \underbrace{\xi^2 (1 + ic_1) U' \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} V}_{s_s D_{ls}} - \underbrace{\beta (1 + ic_2) U' |A|^2 AV}_{\phi_s \delta_{ls}} \quad (4.11)$$

L'identification des coefficients en facteur de chacune des matrices Ω , G , D et C , est réalisée en résolvant par moindres carrés la relation de dispersion généralisée obtenue, réduite aux premiers modes. Le nombre de modes retenus dépend du nombre de coefficients recherchés (Ravoux et Le Gal (1998); Le Gal *et al.* (2003)).

Dans notre expérience sur le régime secondaire, nous considérons deux équations de Ginzburg-Landau complexes couplées. Dans ces équations, un terme de couplage $|A_2|^2 A_1$ pour l'onde 1 et $|A_1|^2 A_2$ pour l'onde 2, apparaissent. Comme nous considérons deux équations CCGLE avec des coefficients différents, nous choisissons de projeter l'équation CCGLE de l'onde 1 sur la base POD de $A_1 = U_1 \Sigma_1 V_1'$ et l'équation CCGLE de l'onde 2 sur la base POD de $A_2 = U_2 \Sigma_2 V_2'$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_1 U_1' \frac{\partial A_1}{\partial t} V_1 = \epsilon_1 U_1' A_1 V_1 - v_{g1} U_1' \frac{\partial A_1}{\partial z} V_1 + \xi_1^2 (1 + ic_{1A}) U_1' \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} V_1 - \beta_1 (1 + ic_{2A}) U_1' |A_1|^2 A_1 V_1 \\ \quad - \gamma_1 (1 + ic_{3A}) U_1' |A_2|^2 A_1 V_1 \\ \tau_2 U_2' \frac{\partial A_2}{\partial t} V_2 = \epsilon_2 U_2' A_2 V_2 - v_{g2} U_2' \frac{\partial A_2}{\partial z} V_2 + \xi_2^2 (1 + ic_{1B}) U_2' \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} V_2 - \beta_2 (1 + ic_{2B}) U_2' |A_2|^2 A_2 V_2 \\ \quad - \gamma_2 (1 + ic_{3B}) U_2' |A_1|^2 A_2 V_2 \end{array} \right. \quad (4.12)$$

Nous avons également testé la méthode de Chauve et Le Gal (1992) en projetant les équations CCGLE non plus sur la base POD associée aux amplitudes complexes A_1 et A_2 mais sur une base commune, obtenue par décomposition aux valeurs singulières du terme

Coefficient	τ	ϵ	τv_g	ξ^2	β	βc_2	$\xi^2 c_1$
Valeur	1	2	0	0.2	5	6	1

TABLE 4.1 – Coefficients du cas test CGLE

de couplage, $|A_1|^2 A_2 + |A_2|^2 A_1 = U_c \Sigma_c V_c'$. Cependant, dans tous les cas que nous avons testés, les coefficients des équations CCGLE n'ont jamais pu être identifiés correctement. Nous avons donc abandonné cette méthode et avons utilisé la projection indépendante de l'équation (4.5) sur la base POD associée à A_1 , et l'équation (4.6) sur la base POD associée à A_2 .

Relation de dispersion non-linéaire (MW)

Burguete *et al.* (1999), Pastur *et al.* (2003), Goharzadeh et Mutabazi (2010) identifient les rapports des coefficients ξ^2/β et ϵ/β de l'équation de Ginzburg-Landau complexe (CGLE) à l'aide de la relation de dispersion non-linéaire. Cette relation est obtenue en considérant une solution de l'équation CGLE de type onde plane

$A_1(t, x) = |A_1(t, x)| e^{i(\omega_1 t - k_1 x)}$, pour laquelle :

$$|A_1(t, x)|^2 = \frac{(\epsilon - \xi^2 k^2)}{\beta} \quad (4.13)$$

$$\omega = v_g k - \frac{\xi^2 c_1}{\tau} k^2 - \frac{\beta c_2}{\tau} |A_1(t, x)|^2 \quad (4.14)$$

Nous utiliserons la relation (4.13) afin de déterminer les rapports des coefficients ξ^2/β et ϵ/β dans le régime primaire.

4.4 Analyse faiblement non-linéaire du régime primaire

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la dynamique faiblement non linéaire dans le régime primaire. L'écoulement intra-cavitaire est alors caractérisé par une seule onde propagative. L'équation d'amplitude adaptée pour décrire la dynamique est donc l'équation CGLE. Nous validons les méthodes présentées précédemment sur un cas test, puis nous identifierons les coefficients de l'équation CGLE caractéristiques de la dynamique dans le régime primaire.

4.4.1 Validation des méthodes d'identification des coefficients sur un cas test CGLE

L'équation complexe de Ginzburg-Landau est simulée à l'aide du code pseudo-spectral 1D de D. M. Winterbottom, basé sur les travaux de Cox et Matthews (2002). Les simulations sont menées avec les coefficients du tableau 4.1.

La condition initiale est un bruit d'amplitude 10^{-2} . Les résolutions spatiale et temporelle sont $dz = 2.5 \times 10^{-1}$ et $dt = 1.0 \times 10^{-1}$. Le module et la phase de l'amplitude complexe obtenue sont représentés sur la figure 4.4. On observe un transitoire jusqu'à $t \approx 5$ s.

Les coefficients obtenus par chacune des 4 méthodes sont présentés dans le tableau 4.2.

Les quatre méthodes donnent de bons résultats. Les matrices G , D et C issues de la

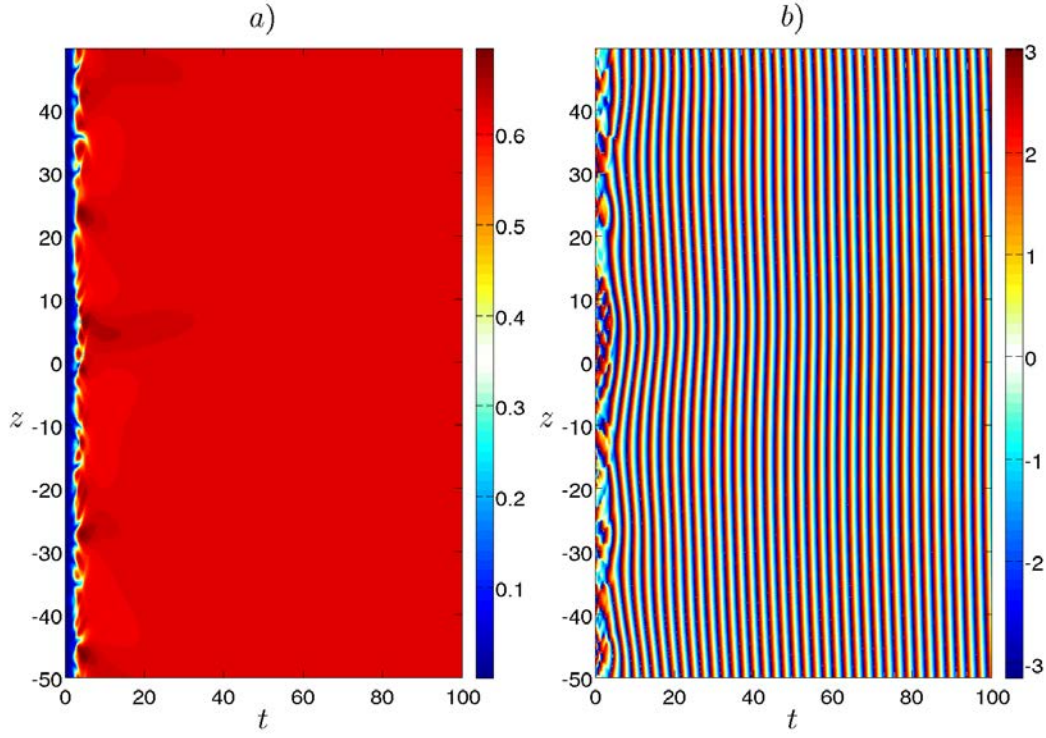


FIGURE 4.4 – Caractéristiques de l’enveloppe issue du cas test CGLE : a) module, b) phase

Coefficient	Méthode SMCD	Méthode SMC	Méthode TO	Méthode POD
τ	imposé à 1	imposé à 1	0.97	imposé à 1
ϵ	1.913	1.931	1.96	1.938
ξ^2	0.197	0.204	0.24	0.204
$\xi^2 c_1$	1.011	0.994	0.99	0.981
β	4.783	4.782	5.15	4.845
βc_2	5.942	5.737	5.65	5.730

TABLE 4.2 – Validation des méthodes SMC, SMCD, TO et POD

relation de dispersion (méthode POD) sont représentées sur la figure 4.5. On constate que les matrices ne sont pas diagonales ce qui indique que la base de projection n’est pas adaptée pour certains termes de l’équation. Toutefois, les coefficients obtenus sont très satisfaisants. Cette méthode est donc tout à fait adaptée pour identifier les coefficients de l’équation CGLE.

A noter que nous obtenons des résultats similaires si le vecteur B du terme de gauche de l’équation $B = AX$ est $\epsilon_1 A_1$. Nous choisissons de poursuivre l’étude avec la dérivée temporelle $\frac{\partial A}{\partial t}$ pour B .

La figure 4.6 montre la représentation des transformations optimales en fonction des arguments du cas test, c’est à dire A_1 , $\frac{\partial A_1}{\partial t}$, $\frac{\partial A_1}{\partial z}$, $\frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2}$, $|A_1|^2 A_1$ (méthode TO). Chaque coefficient est extrait à partir de la pente issue de la relation entre la transformation optimale T et son argument puis adimensionné par τ .

Nous nous intéressons maintenant à l’effet du bruit sur l’identification des coefficients. Du bruit est ajouté à l’amplitude issue de la simulation, $A_b(z, t) = A(z, t) + a_B f_B(z)$, où a_B est l’amplitude du bruit définie comme un pourcentage de l’amplitude maximale de l’onde et $f_B(z)$ est une loi de distribution normale. Les coefficients identifiés en présence

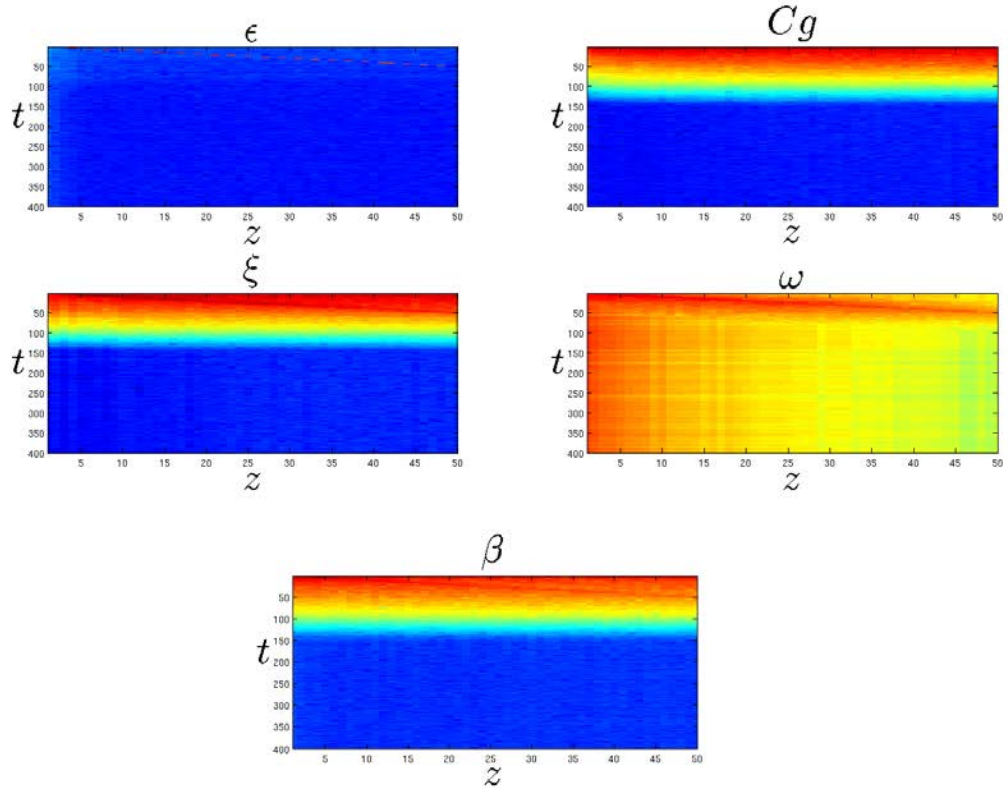


FIGURE 4.5 – Matrices issues de la projection de l'équation CGLE sur la base POD (méthode POD)

de bruit avec les méthodes SMC, SMCD, TO et POD sont représentés sur la figure 4.7. Les résultats obtenus par les méthodes SMC et SMCD, qui sont les plus sensibles au bruit, indiquent qu'il est préférable de résoudre l'équation de Ginzburg-Landau en imposant certains coefficients réels, en l'occurrence les coefficients ϵ et v_g . On voit que la méthode POD est la plus robuste sur le cas étudié.

Intéressons nous maintenant à la sensibilité des coefficients aux résolutions spatiale et temporelle. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8. L'estimation des coefficients se dégrade avec les résolutions spatiale et temporelle pour toutes les méthodes. Le coefficient βc_2 est le mieux estimé lorsque la résolution spatiale ou temporelle est dégradée. Lorsque la résolution spatiale est dégradée, la méthode POD donne les meilleurs résultats. En revanche, lorsque c'est la résolution temporelle qui est dégradée, la méthode TO affiche les meilleures performances.

A la lumière de ces résultats, nous choisissons de continuer l'analyse avec la méthode POD. Dans un premier temps, nous analysons un peu plus l'effet des résolutions spatiale et temporelle sur l'identification des coefficients (figures 4.10 et 4.11). Pour le cas considéré, on constate que la résolution temporelle semble être celle qui affecte le moins l'évaluation des coefficients.

Ces différents tests montrent la sensibilité des résultats au bruit ainsi qu'aux résolutions temporelle et spatiale. Les expériences doivent donc être réalisées avec une résolution suffisante en temps et en espace et le bruit doit être filtré de façon appropriée.

Intéressons nous maintenant à l'effet du transitoire. Sur la figure 4.4, on voit que l'amplitude n'atteint sa valeur de saturation qu'après $t \geq 5$ s. La figure 4.12 montre que

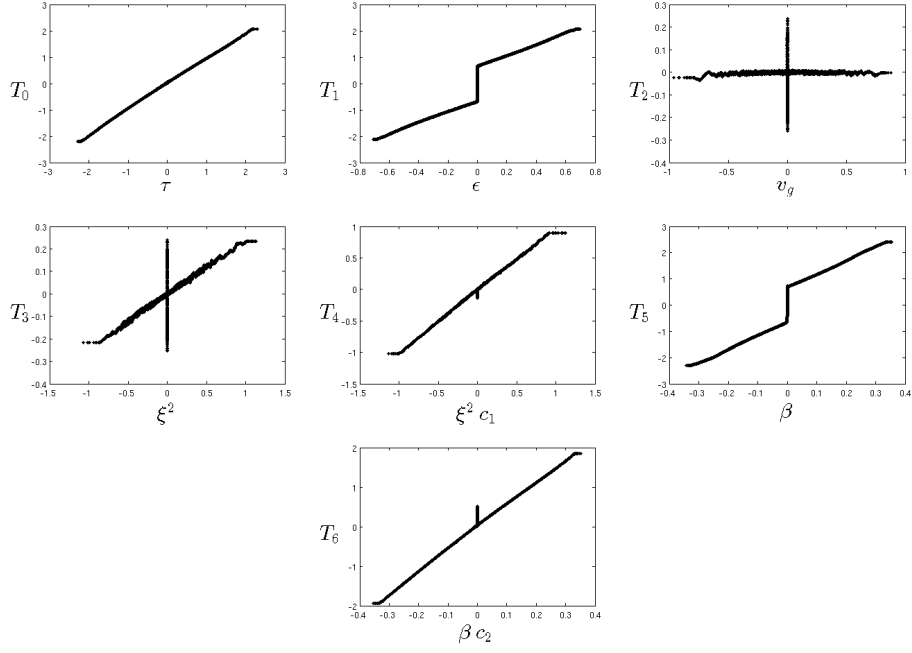


FIGURE 4.6 – Identification des coefficients par la méthode TO sur le cas test.

l'identification des coefficients est meilleure lorsque le transitoire est conservé. Nous avons présenté la relation entre le carré du module et le carré du nombre d'onde (méthode MW), permettant d'extraire les rapports de coefficients ξ^2/β et ϵ/β (relation 4.13). On constate sur la figure 4.13 que les deux rapports de coefficients sont bien retrouvés avec cette méthode où $\epsilon/\beta = 0.4$ et $\xi^2/\beta = 0.04$. Cette méthode nous sera utile pour recouper nos résultats.

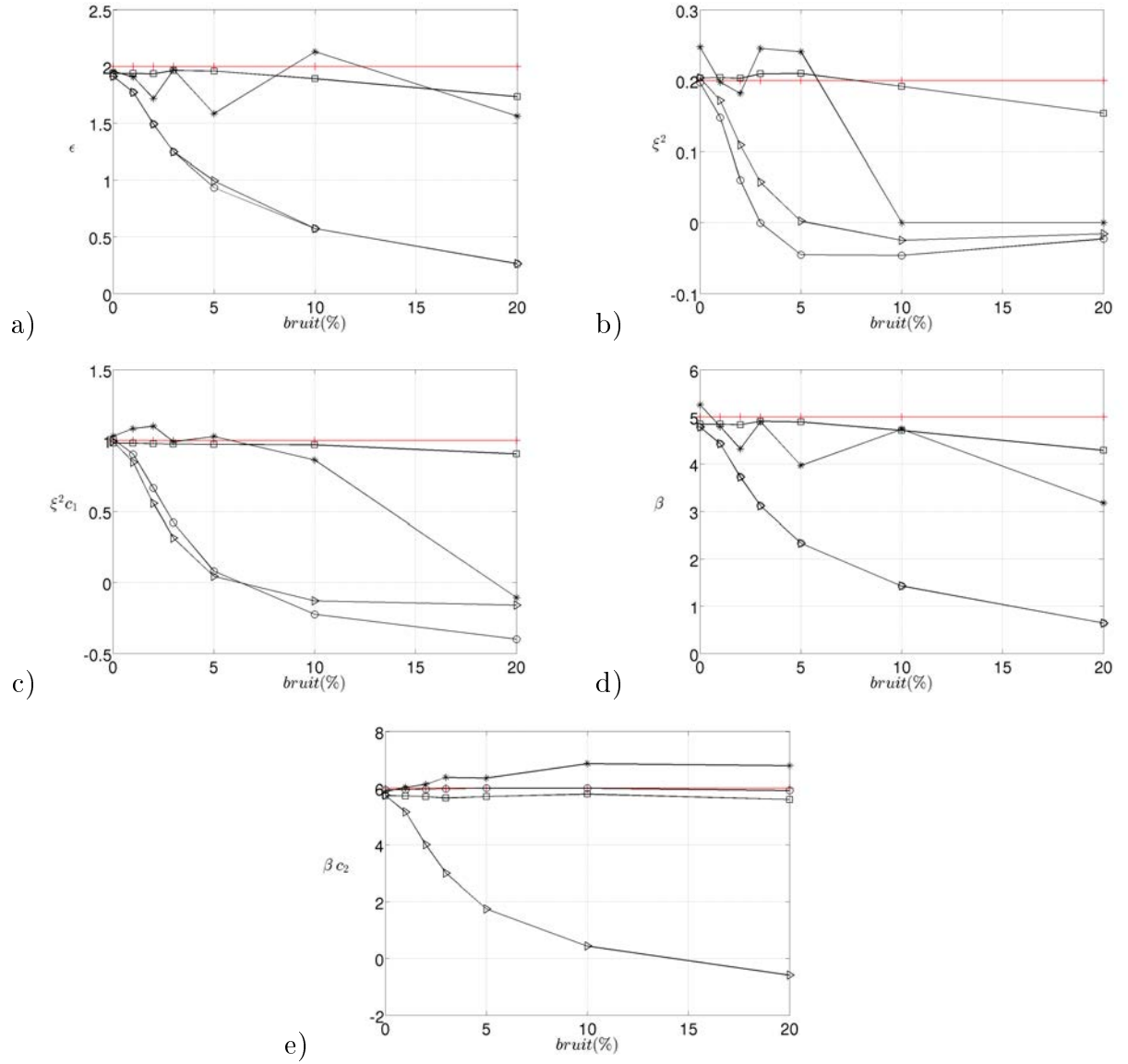


FIGURE 4.7 – Effet du bruit sur l'identification des coefficients avec les méthodes SMC (>), SMCD (O), TO (*) et POD (□). La valeur de référence est tracée en rouge. L'amplitude a_B du bruit est exprimée en pourcentage du maximum de $|A_1(z, t)|$ pour tout z et t .

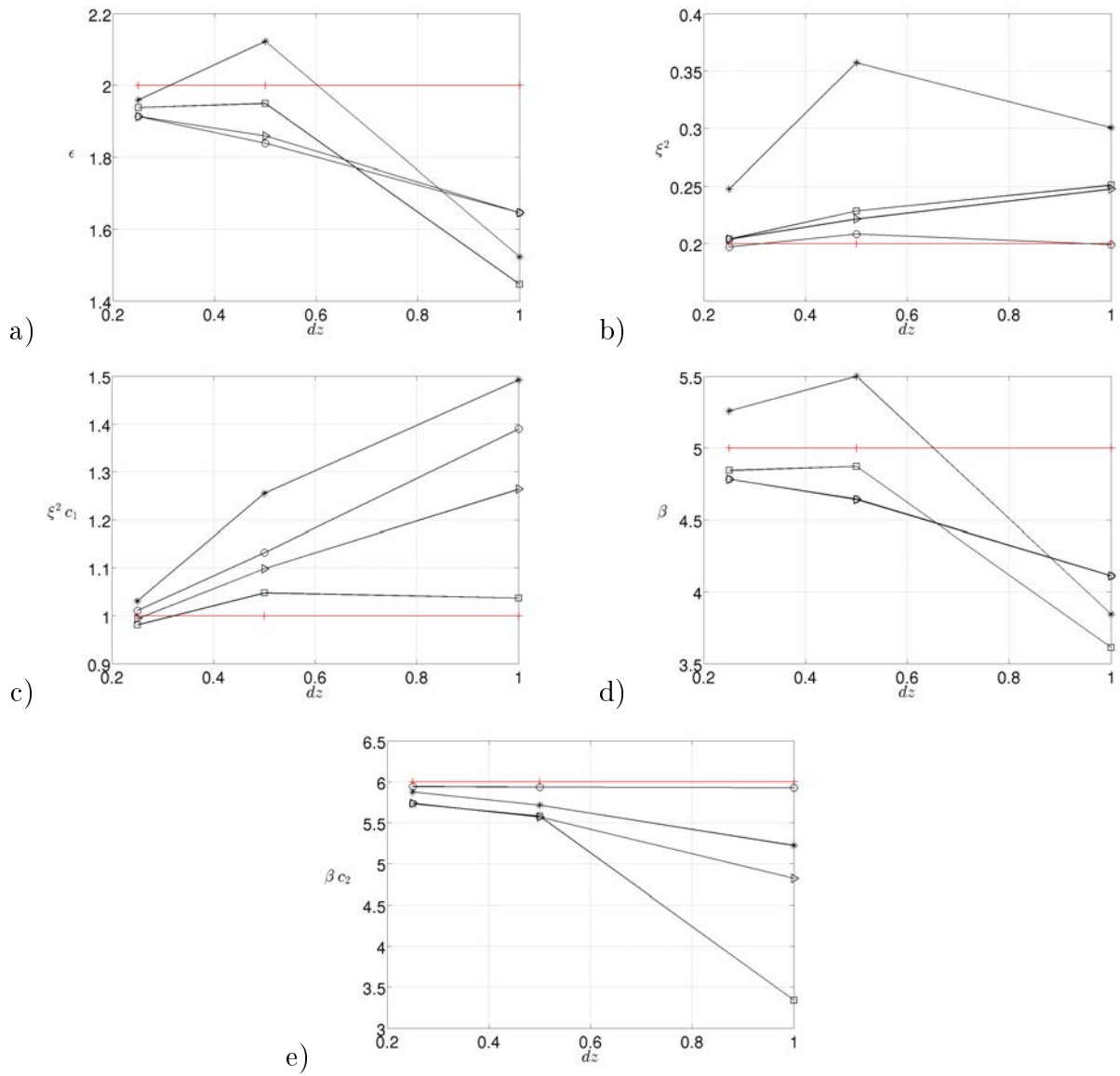


FIGURE 4.8 – Effet de la résolution spatiale sur l'identification des coefficients par les méthodes SMC (>), SMCD (O), TO (*) et POD (□). La valeur de référence est tracée en rouge.

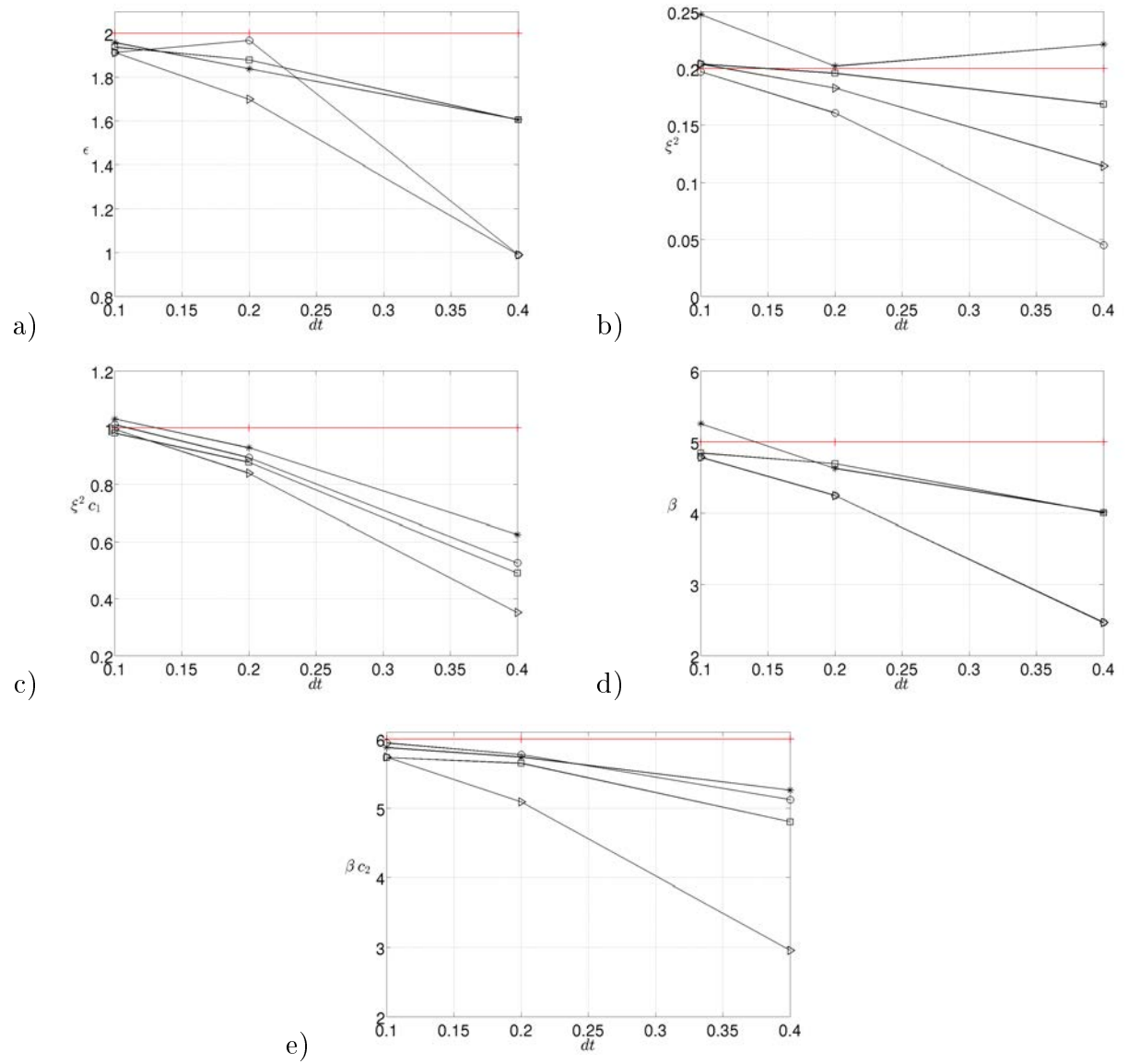


FIGURE 4.9 – Effet de la résolution temporelle sur l'identification des coefficients par les méthodes SMC ($>$), SMCD (O), TO ($*$) et POD (\square). La valeur de référence est tracée en rouge.

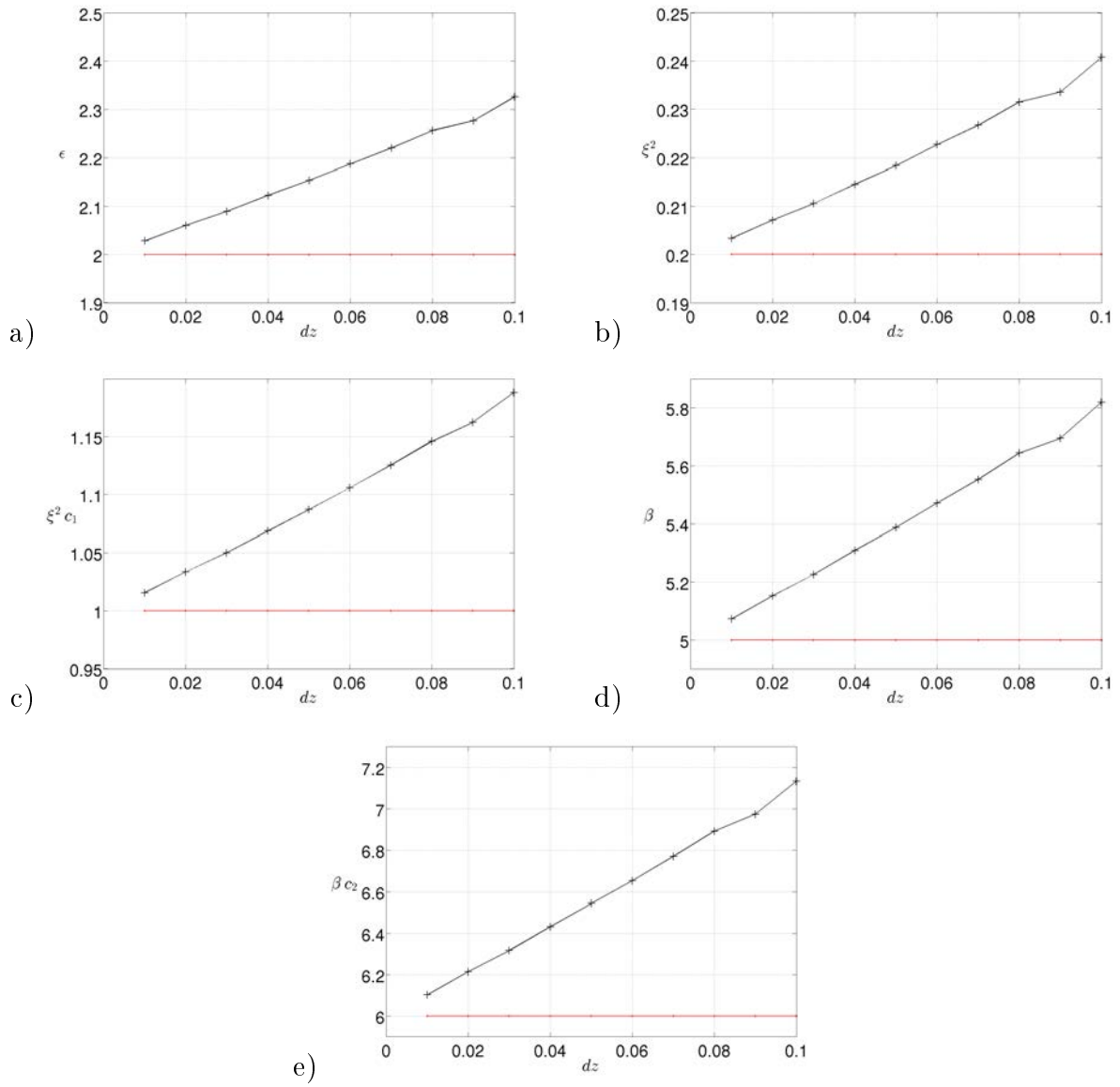


FIGURE 4.10 – Effet de la résolution spatiale sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD. La valeur de référence est tracée en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2

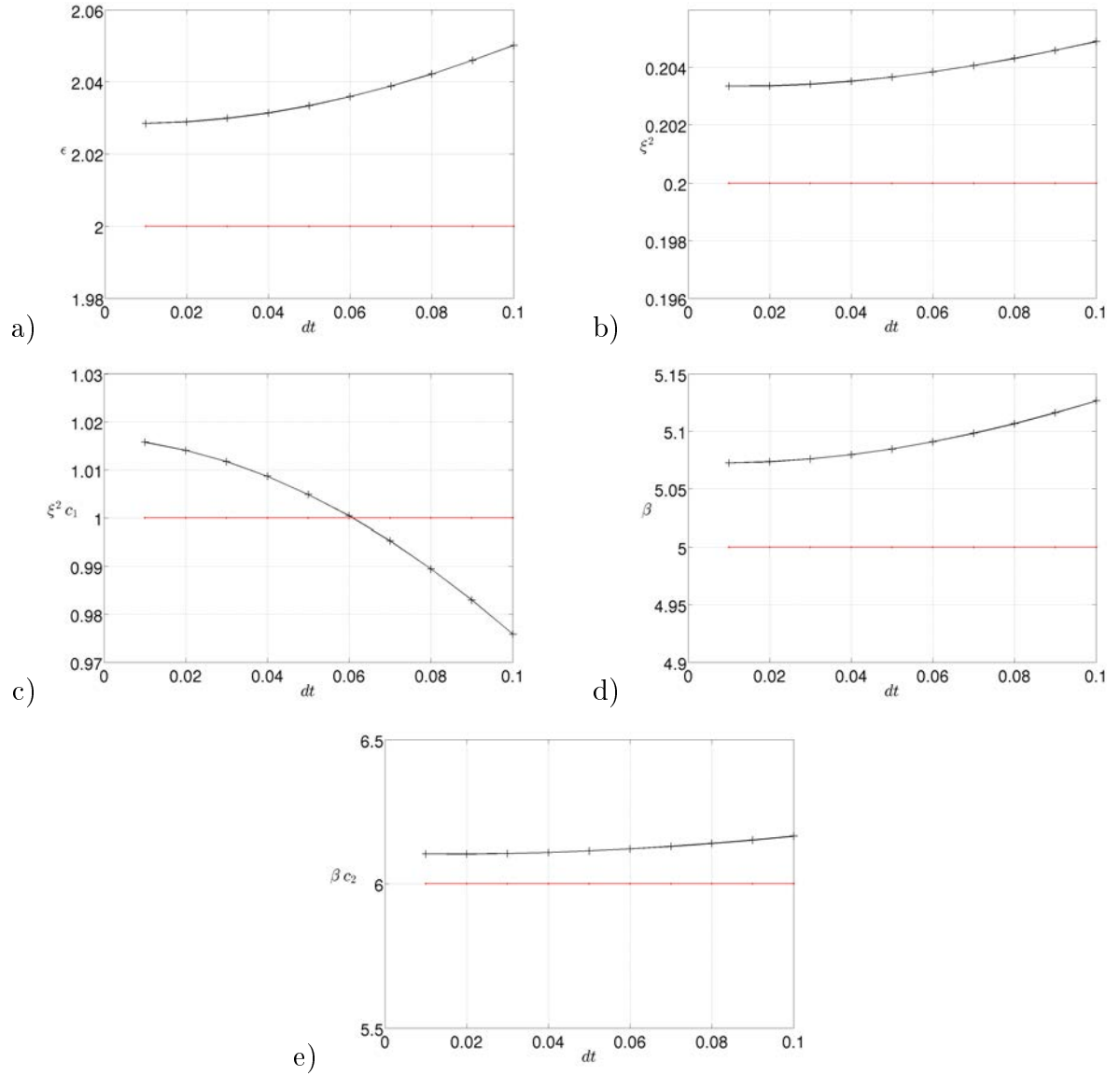


FIGURE 4.11 – Effet de la résolution temporelle sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD. La valeur de référence est tracée en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2

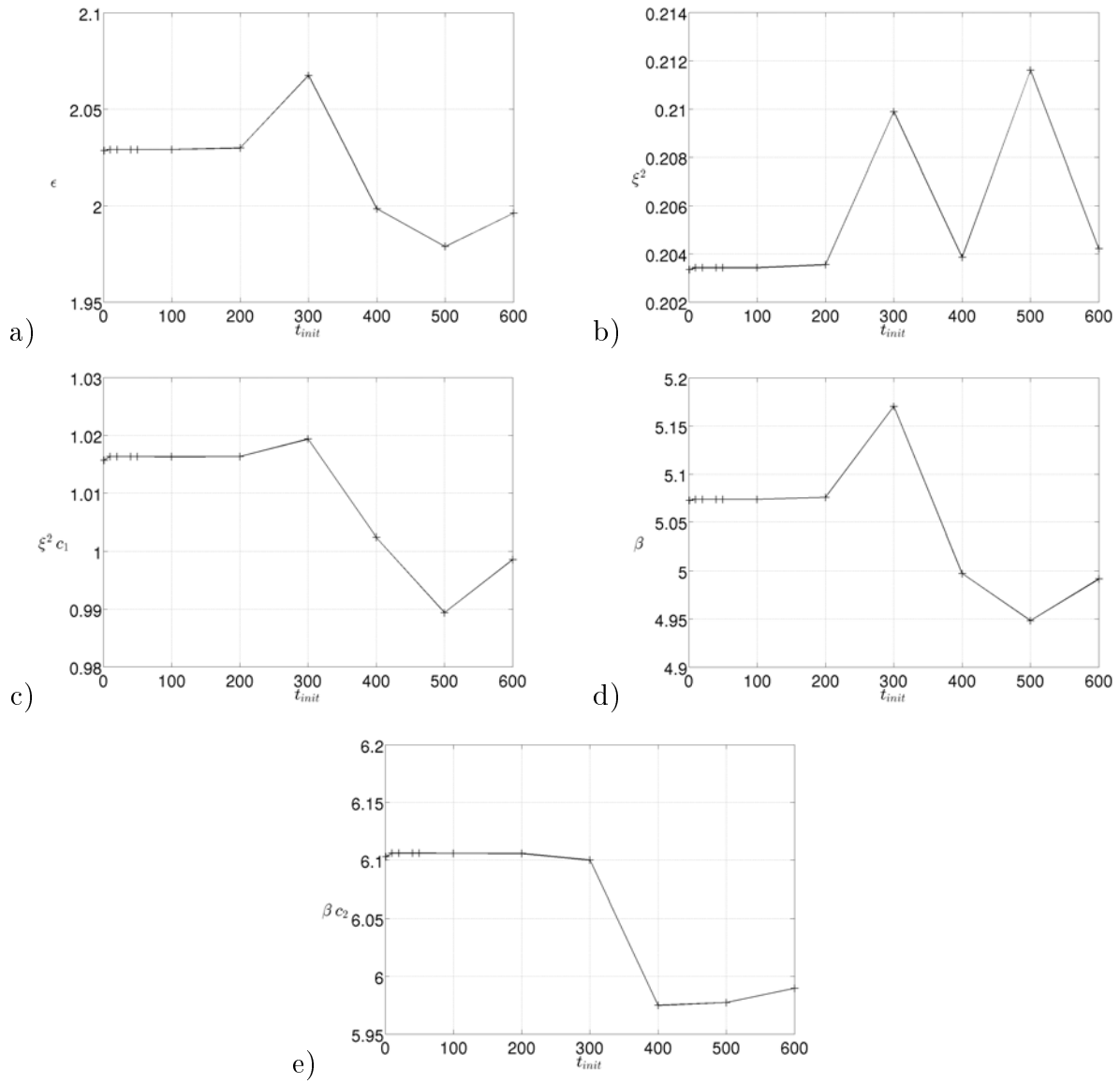


FIGURE 4.12 – Influence du transitoire sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 .

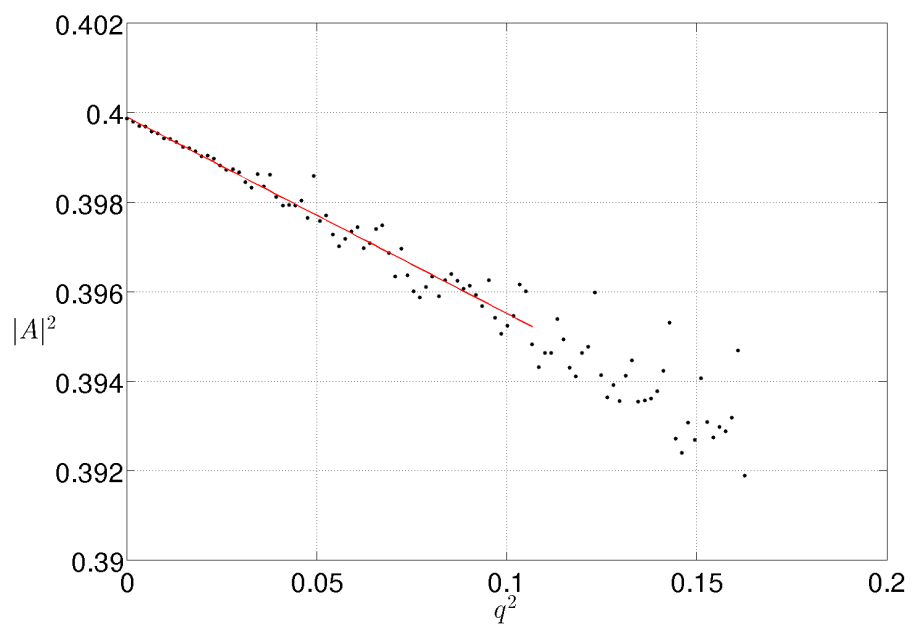


FIGURE 4.13 – Evolution du carré du module de l'amplitude avec le carré du nombre d'onde.

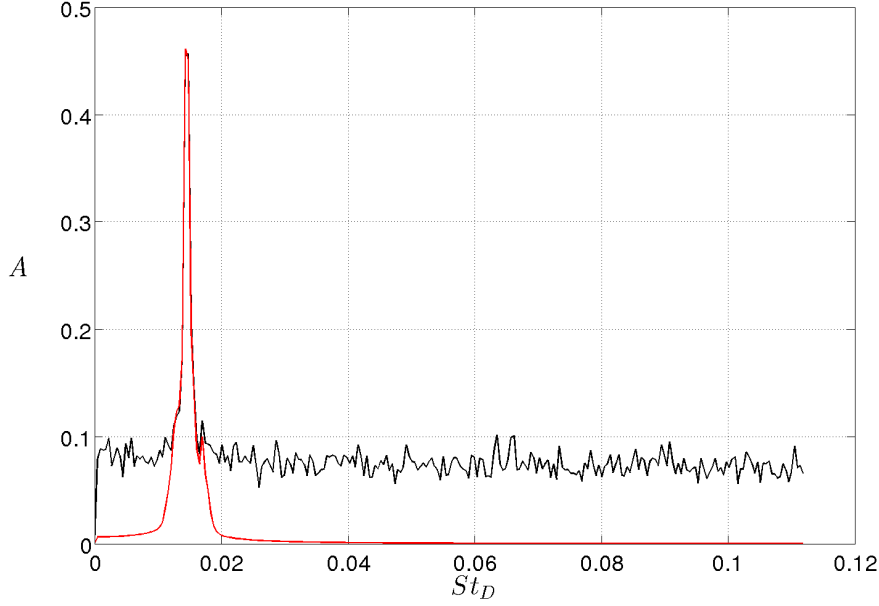


FIGURE 4.14 – Spectre du signal non filtré (en noir) et du signal filtré (en rouge).

4.4.2 Analyse du régime primaire

Extraction de l'amplitude complexe sur les données expérimentales

Pour identifier les coefficients sur nos données expérimentales dans le régime primaire, nous devons extraire l'enveloppe du mode propagatif. Nous construisons l'enveloppe par une méthode de démodulation complexe introduite dans Burguete *et al.* (1999), Pastur *et al.* (2003), Goharzadeh et Mutabazi (2010). Le but est ici de construire le signal analytique de l'enveloppe de l'onde débarrassée de la porteuse.

La méthode consiste, dans un premier temps, à appliquer un filtre passe-bande de type Butterworth d'ordre 4 autour de la fréquence temporelle de l'onde. Le filtre est appliqué sur la variable temps en tout point de l'espace du diagramme $u_x(x_m, z, t)$. La bande passante du filtre est [0.52 Hz-0.80 Hz]. Les spectres avant et après filtrage, sont illustrés sur la figure 4.14. Le signal analytique associé au signal filtré u_f est construit comme : $u_{fc}(z, t) = u_f(z, t) + i \mathcal{H}(u_f(z, t))$ où $\mathcal{H}(u_f(z, t))$ est la transformée de Hilbert du signal filtré. Afin d'extraire l'enveloppe du mode, nous devons supprimer la contribution de la variable rapide du signal. Cette opération est réalisée par soustraction de la phase de la porteuse à la phase totale du champ complexe u_{fc} en temps et en espace. Dans un premier temps, le module $a = |u_{fc}(z, t)|$ et la phase $\phi = \arg(u_{fc}(z, t))$ du signal complexe sont extraits. La composante rapide de la phase est ensuite soustraite : $\phi_s(z, t) = (\phi(z, t) - S_t(t, z)) - S_z(z, t)$ où $\phi_s(z, t)$ est la phase lentement variable de l'enveloppe, $S_t(t, z)$ la tendance linéaire de la phase ϕ en fonction du temps en tout point z , obtenue par régression linéaire sur $\phi(z, t)$ suivant t , et $S_z(z, t)$ la tendance linéaire de la phase en fonction de z pour chaque pas de temps. L'amplitude complexe que nous recherchons est alors $A = a e^{i\phi_s}$. Le module et la phase extraite du cas $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1\,863$ sont représentés sur la figure 4.15.

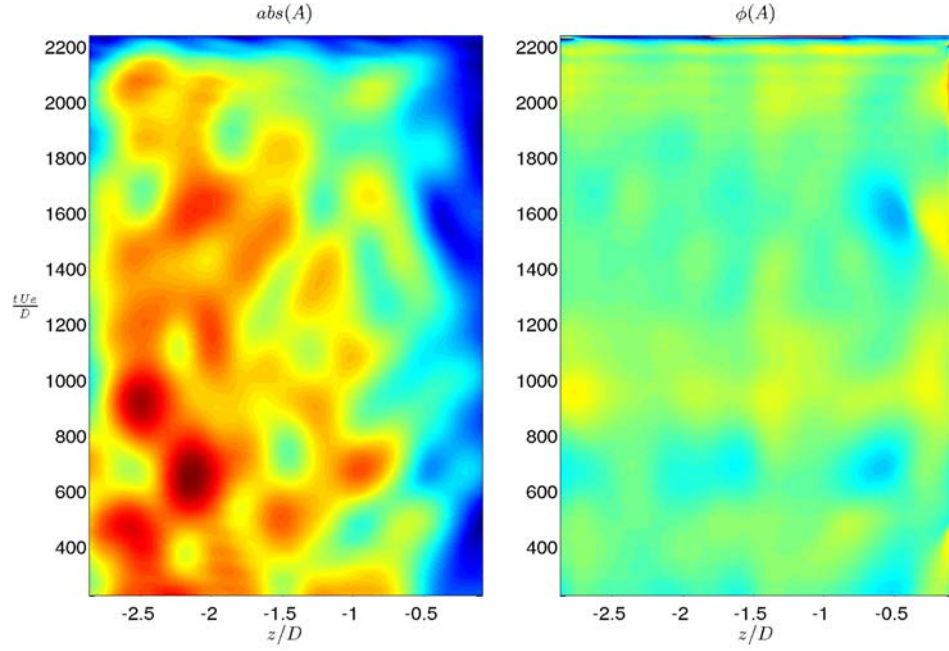


FIGURE 4.15 – Caractéristiques de l’enveloppe complexe obtenue à partir d’une ligne transverse du champ de vitesse u_x pour $S/D = 12$ $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$: a) module, b) phase

Identification des coefficients dans le régime primaire

Nous appliquons maintenant la méthode POD sur une ligne transverse en $x/D = 0.808$ extraite du champ de vitesse u_x obtenu par PIV 2D-2C sur la configuration $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$. Cette expérience se situe juste avant la bifurcation secondaire (voir chapitre 3). Les coefficients sont identifiés sur un domaine d’onde dont nous faisons varier l’extension spatiale. Les bords en temps et en espace ne sont pas pris en compte dans l’analyse. Le plus grand domaine spatial inclut les deux fronts montant et descendant de l’enveloppe. La taille du domaine est ensuite réduite avec un pas constant avant d’atteindre les fronts montant et descendant de l’amplitude de l’onde. Puis, nous réduisons la taille du domaine situé dans la zone des fronts montant et descendant de l’amplitude de l’onde avec un pas $\Delta z = 3.64$ mm. Enfin, dans la zone où l’amplitude de l’onde est saturée, nous réduisons le domaine avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (figure 4.16). Nous cherchons six coefficients que nous identifions à partir des 6 premiers modes POD (figure 4.17). On constate que la valeur de tous les coefficients dépend du domaine spatial sur lequel l’identification est réalisée. Notons que les coefficients $\beta < 0$, $\epsilon < 0$ sont non physiques, or nous observons de tels résultats sur la majorité des domaines testés. Toutefois, on peut constater que $\beta \approx 2000$ lorsque le domaine inclut les fronts, du même ordre de grandeur que l’estimation réalisée dans le chapitre 3. De même, ϵ est positif lorsque le domaine inclut les fronts. Essayons de recouper ces résultats avec ceux de la méthode MW. L’évolution du carré du module de l’enveloppe en fonction du nombre d’onde au carré (équation 4.13) sur le domaine incluant les fronts ($-1.43 < z/D < -0.0456$), est présentée sur la figure 4.18. Nous obtenons des rapports de coefficients $\epsilon/\beta = 5.50 \times 10^{-4}$ et $\xi^2/\beta = 1.57 \times 10^{-8}$. Est ce que cette évaluation est sensible au domaine spatial utilisé ? La valeur des rapports des coefficients ξ^2/β et ϵ/β selon le domaine spatial utilisé pour l’identification par les méthodes POD et MW, est

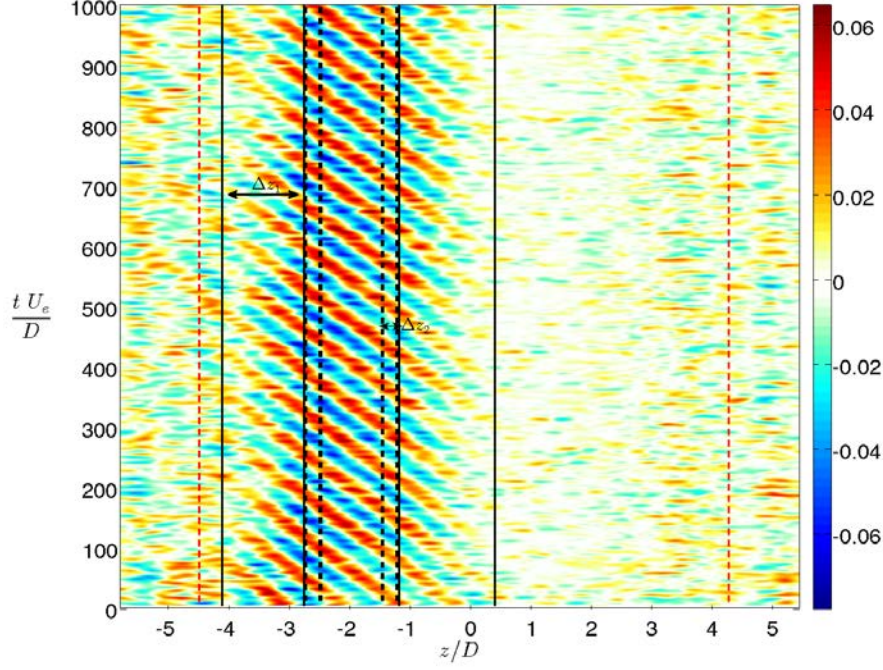


FIGURE 4.16 – Domaine spatial pour l’identification des coefficients. Le premier domaine inclut les fronts. Il est ensuite réduit avec un pas constant (depuis les pointillés rouge aux traits pleins noirs). Puis, le domaine est réduit depuis les fronts avec un pas $\Delta z_1 = 3.64$ mm (traits pleins en noir). Enfin, le domaine est réduit dans la zone contenant uniquement l’amplitude de l’onde saturée avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (traits en pointillés noirs).

représentée sur la figure 4.19. On constate que le rapport des coefficients ξ^2/β est négligeable pour les deux méthodes. Pour la méthode POD, le rapport ϵ/β fluctue autour de 5×10^{-5} , alors que la valeur converge à 6×10^{-5} pour la méthode MW. A partir de la figure 3.10 du chapitre 3, on peut estimer que dans cette configuration, $\beta \approx 2200$, soit $\epsilon/\beta = 1.6 \times 10^{-5}$. Le rapport ϵ/β paraît donc relativement bien estimé avec les méthodes POD et MW.

Toutefois, ces résultats sont établis à partir d’une seule ligne transverse du champ de vitesse. Pour d’autres lignes transverses, séparées de quelques millimètres, la valeur de ϵ/β obtenue par les méthodes POD et MW peut être légèrement différente et même, la valeur de β peut être évaluée autour de 2200 par la méthode POD. La valeur des coefficients obtenue par les méthodes MW et POD est donc également sensible à la position x_m de la ligne (z, t) et la méthode POD est en plus sensible à l’extension du domaine spatial. En outre, la phase de l’enveloppe est sensible au domaine sur lequel la démodulation complexe est réalisée. Ainsi, les coefficients sont sensibles à de multiples paramètres dont le bruit, les domaines transverses et longitudinaux utilisés pour l’identification, la résolution spatiale et temporelle ou encore le domaine sur lequel la démodulation complexe de l’onde est réalisée. L’identification des coefficients est donc délicate même si la dynamique est essentiellement composée d’une seule onde propagative.

Paramètres	τ	ϵ	ξ^2	$\xi^2 c_1$	β	βc_2	γ	γc_3	L	T	dt	dz
Valeurs	1	1	1	1	1	1	-0.5	0	10	100	0.01	7.9×10^{-2}

TABLE 4.3 – Paramètres du cas test d’ondes symétriques.

Paramètres	τ	ϵ	ξ^2	$\xi^2 c_1$	β	βc_2	γ	γc_3	L	T	dt	dz
Onde 1	1	2	0.2	1	5	6	-1	0	10	100	0.01	7.9×10^{-2}
Onde 2	1	0.2	1	0.5	2	0.5	-1	0	10	100	0.01	7.9×10^{-2}

TABLE 4.4 – Paramètres du cas test d’ondes non symétriques.

4.5 Analyse faiblement non-linéaire du régime secondaire

Dans la section précédente, nous avons validé les méthodes d’identification sur un cas test de l’équation de Ginzburg-Landau complexe (CGLE) puis nous avons tenté d’identifier les coefficients de la dynamique dans le régime primaire, avant la deuxième bifurcation. Nous avons constaté la difficulté d’obtenir des coefficients physiquement acceptables. Dans cette partie, nous voulons identifier les coefficients caractéristiques de la dynamique dans le régime secondaire. La dynamique dans ce régime est plus complexe que celle du régime primaire car elle fait intervenir deux ondes contra-propagatives. Dans un premier temps, nous validons l’identification des coefficients à partir de deux cas tests sur CCGLE. Le premier cas test considère deux ondes contra-propagatives symétriques tandis que le deuxième considère des ondes non-symétriques. Puis, nous identifions les coefficients de la dynamique à partir de nos données expérimentales.

4.5.1 Validation de l’identification des coefficients sur un cas test CCGLE

Les simulations sont réalisées à l’aide du code pseudo-spectral de W. Herreman et L. Pastur. Les différents paramètres utilisés pour un cas test d’ondes symétriques sont répertoriés dans le tableau 4.3. Le module et la phase des deux ondes sont représentés sur la figure 4.20. La condition initiale est un bruit d’amplitude 10^{-2} . L’effet du transitoire sur l’identification des coefficients est représenté sur la figure 4.21. Le temps initial utilisé pour l’identification est noté t_{init} . On retrouve l’importance du transitoire dans l’identification des coefficients. Lorsque le transitoire est absent, les coefficients sont moins correctement évalués. Lorsque le transitoire est pris en compte, l’identification converge vers les bons coefficients. Nous aboutissons à la même conclusion avec la méthode SMCD (figure 4.22). Pour la méthode POD, en considérant $t_{init} > 0.09$ (figure 4.23), nous constatons qu’à partir de $n_m = 8$ modes POD, les résultats sont indépendants du nombre de modes pour le cas étudié.

Intéressons nous maintenant à un cas test d’ondes non-symétriques. Les paramètres de la simulation sont répertoriés dans le tableau 4.4 et le module et la phase de l’enveloppe complexe de chaque onde sont représentées sur la figure 4.24. La condition initiale est un bruit d’amplitude 10^{-2} . Sur la figure 4.24, l’amplitude de l’onde 1 sature à partir de $t > 5$ s et celle de l’onde 2 à partir de $t > 20$ s. Nous cherchons huit coefficients donc les huit premiers modes POD sont retenus pour l’identification. Les coefficients obtenus pour différents temps initiaux sont présentés sur la figure 4.25 avec t_{init} le temps initial utilisé

pour l'identification des coefficients. De nouveau, on retrouve qu'il est important de prendre en compte une partie du transitoire pour identifier les bons coefficients. Ce résultat est également vérifié avec la méthode SMCD (figure 4.26).

L'effet du bruit sur la valeur des coefficients obtenus est représenté sur la figure 4.27. Le bruit est ajouté sur l'amplitude complexe issue de la simulation de façon analogue à ce qui a été fait dans la section 4.4.1. Pour 1% de bruit, les coefficients de l'onde 1 sont approximativement retrouvés par la méthode POD. En revanche, ceux de l'onde 2 sont complètement faux. Au-delà de 1% de bruit, les coefficients des deux ondes ne sont pas correctement évalués. Ces remarques valent pour le cas considéré. Pour d'autres valeurs des coefficients, l'identification échoue dès 1% de bruit révélant la sensibilité de la résolution aux valeurs des coefficients. Pour une identification optimale des coefficients, huit modes doivent être considérés. Sur le cas présenté, une augmentation du nombre de mode jusqu'à $n_m = 30$ n'influe pas sur la valeur des coefficients (figure 4.28). Vérifions maintenant l'influence du bruit sur les coefficients obtenus par la méthode SMCD (figure 4.29). On constate que la méthode SMCD n'est pas non plus robuste au bruit. L'identification des coefficients sur un cas d'ondes non-symétriques est donc délicate. Cette identification est plus sensible au bruit que dans le cas d'une seule onde propagative.

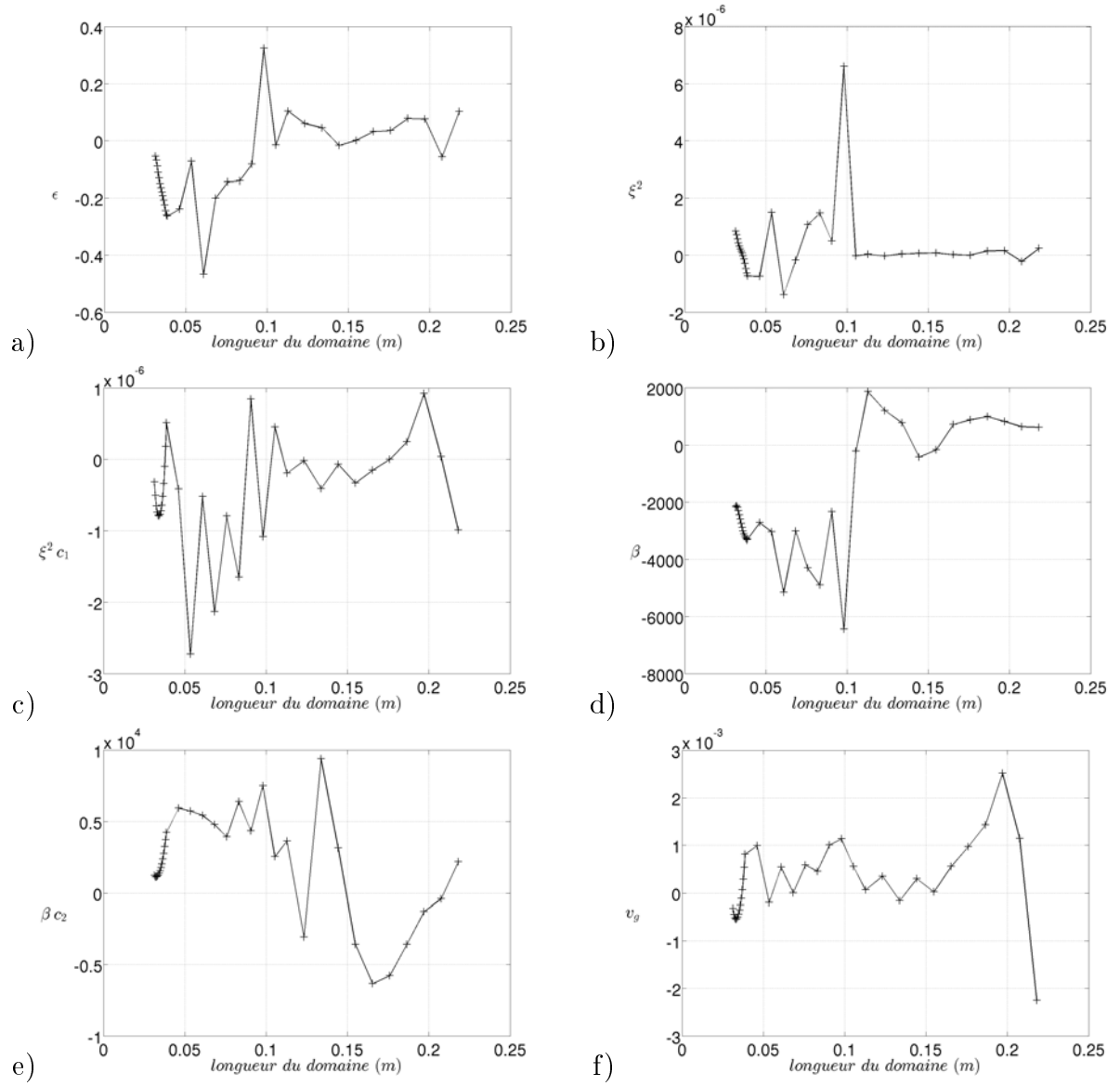


FIGURE 4.17 – Coefficients de l'équation CGLE obtenus par la méthode POD pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$ sur plusieurs domaines spatiaux : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) v_g .

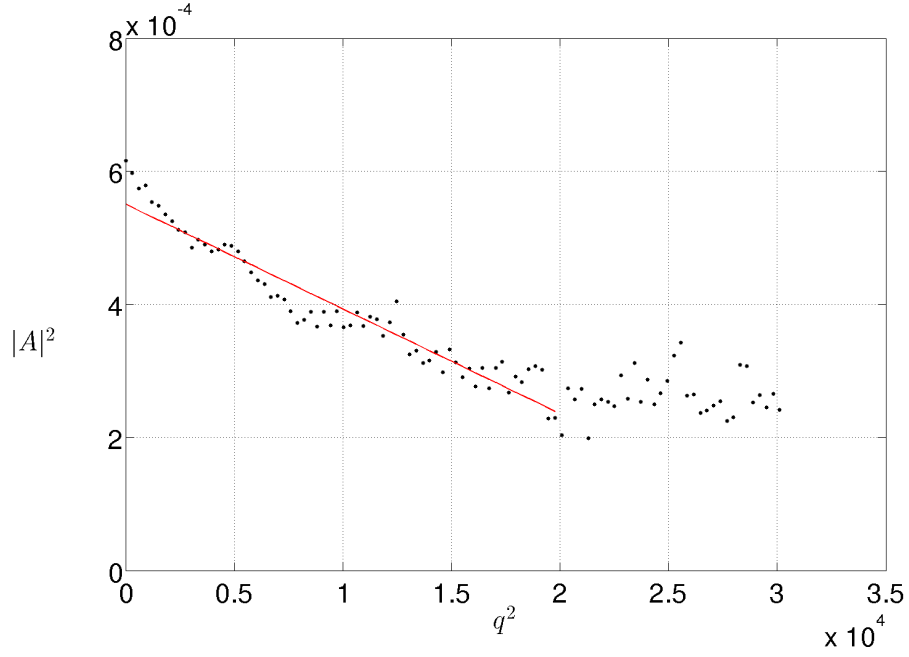


FIGURE 4.18 – Evolution du carré du module de l’enveloppe avec le nombre d’onde au carré pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$.

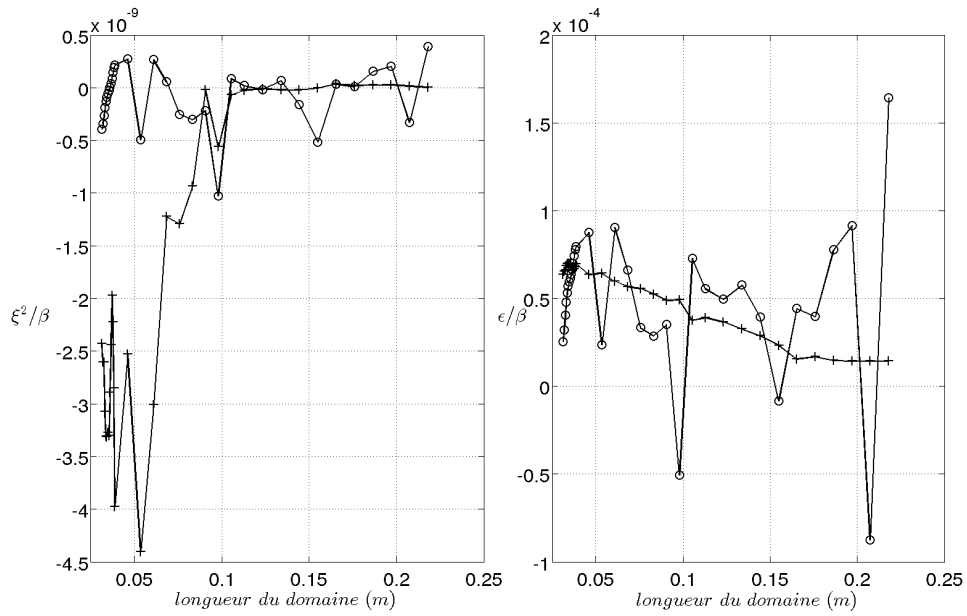


FIGURE 4.19 – Effet du domaine spatial sur l’identification des coefficients ξ^2/β et ϵ/β avec les méthodes POD (o) et MW (+) pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$.

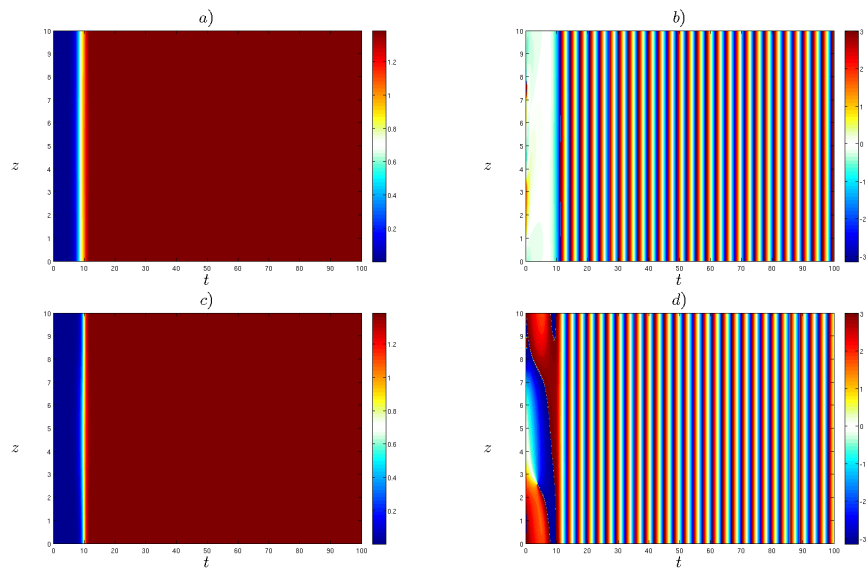


FIGURE 4.20 – Caractéristiques des enveloppes complexes du cas test d’ondes symétriques : a) module de l’onde 1, b) phase de l’onde 1, c) module de l’onde 2, d) phase de l’onde 2.

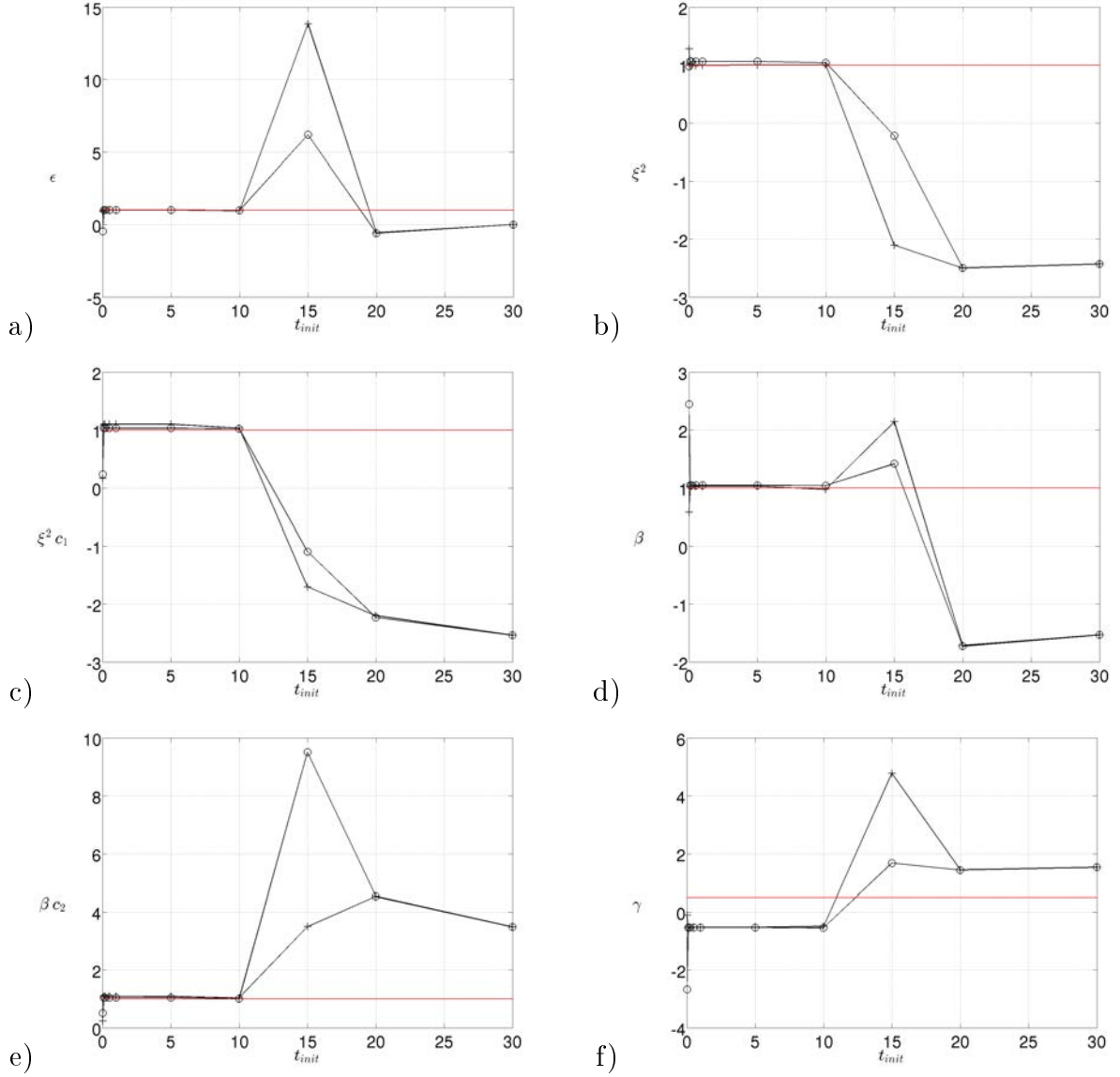


FIGURE 4.21 – Effet du transitoire sur la valeur des coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes symétriques pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

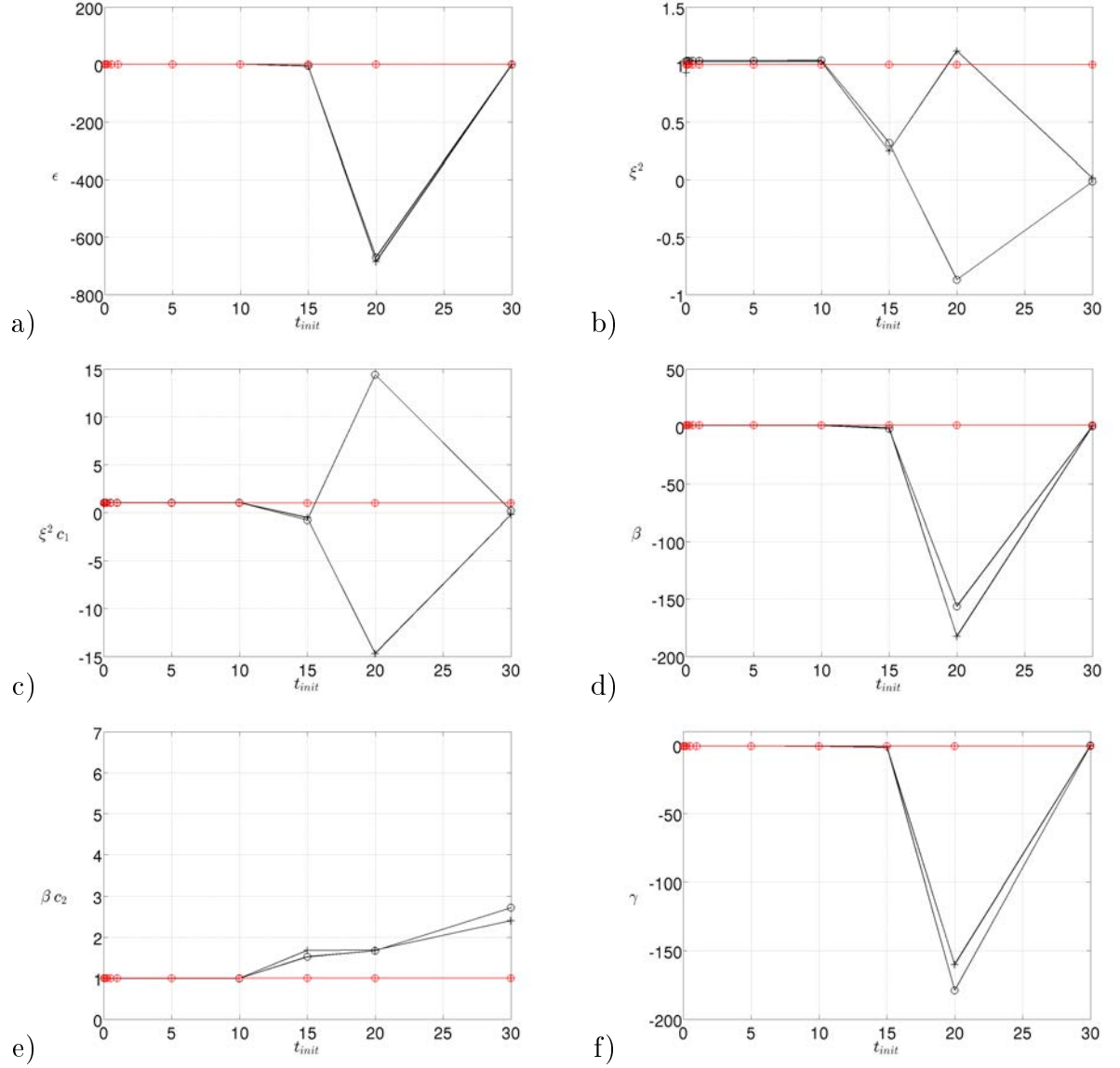


FIGURE 4.22 – Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode SMCD pour des ondes symétriques pour différents temps initiaux, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

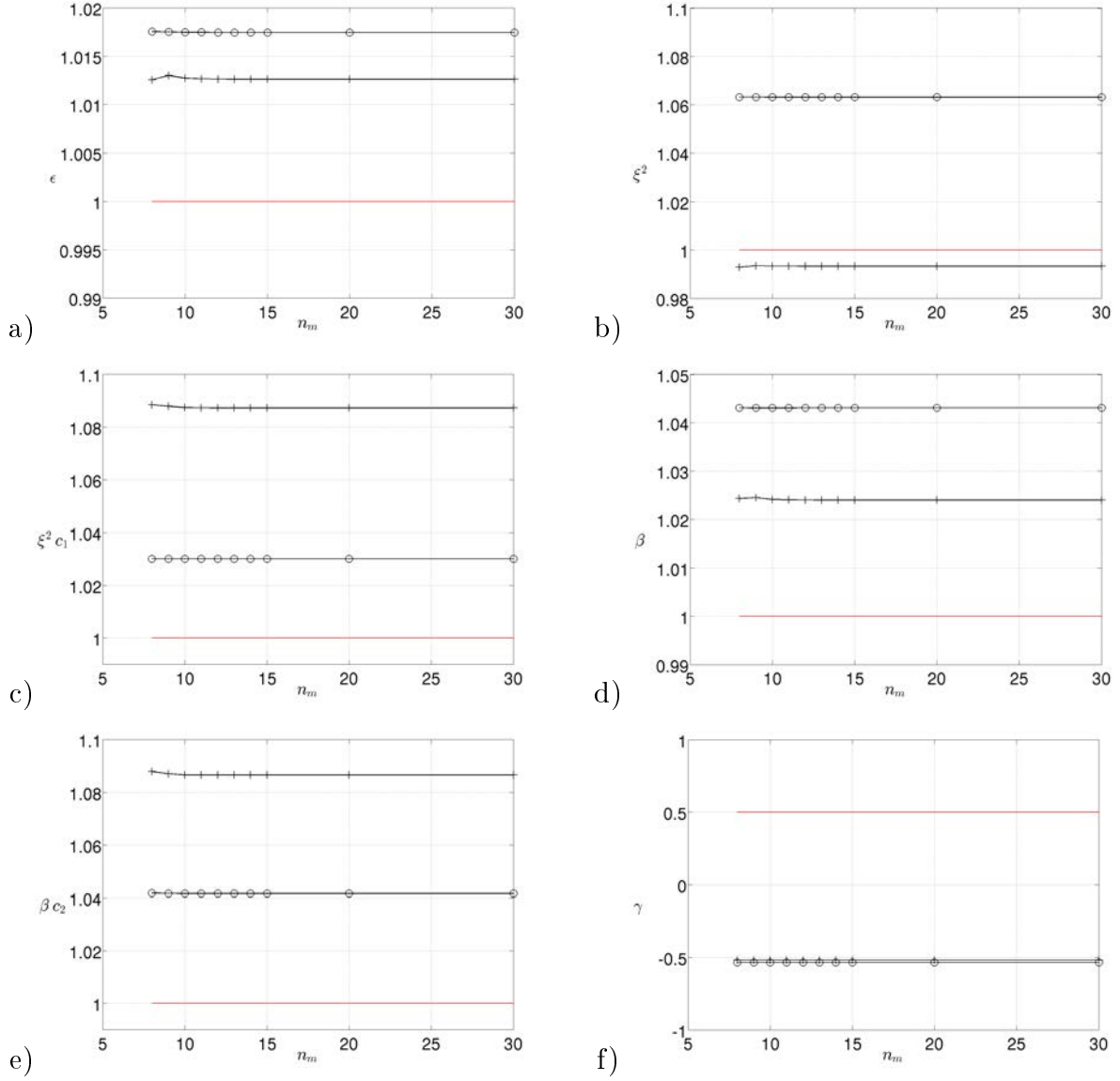


FIGURE 4.23 – Effet du nombre de modes (n_m) sur la valeur des coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes symétriques avec $t_{init} > 0.09$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

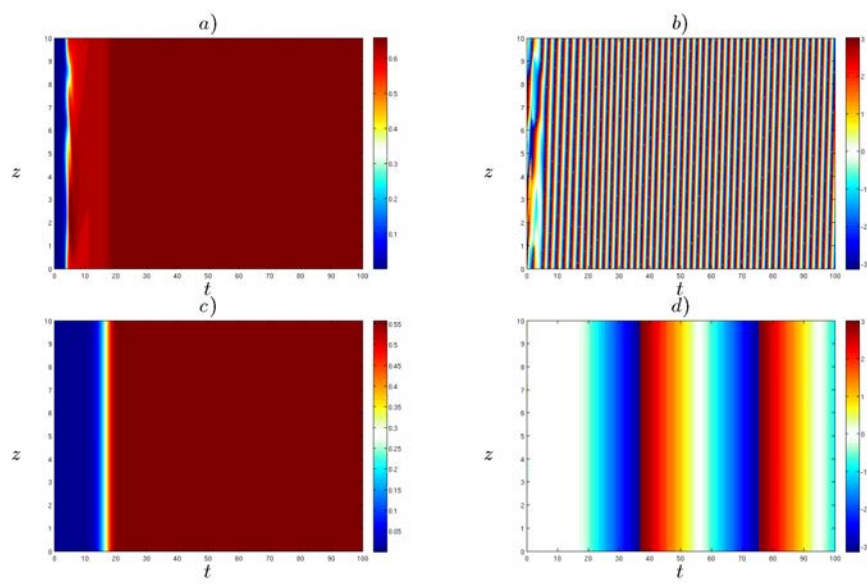


FIGURE 4.24 – Caractéristiques des enveloppes complexes du cas test d’ondes non-symétriques : a) module de l’onde 1, b) phase de l’onde 1, c) module de l’onde 2, d) phase de l’onde 2.

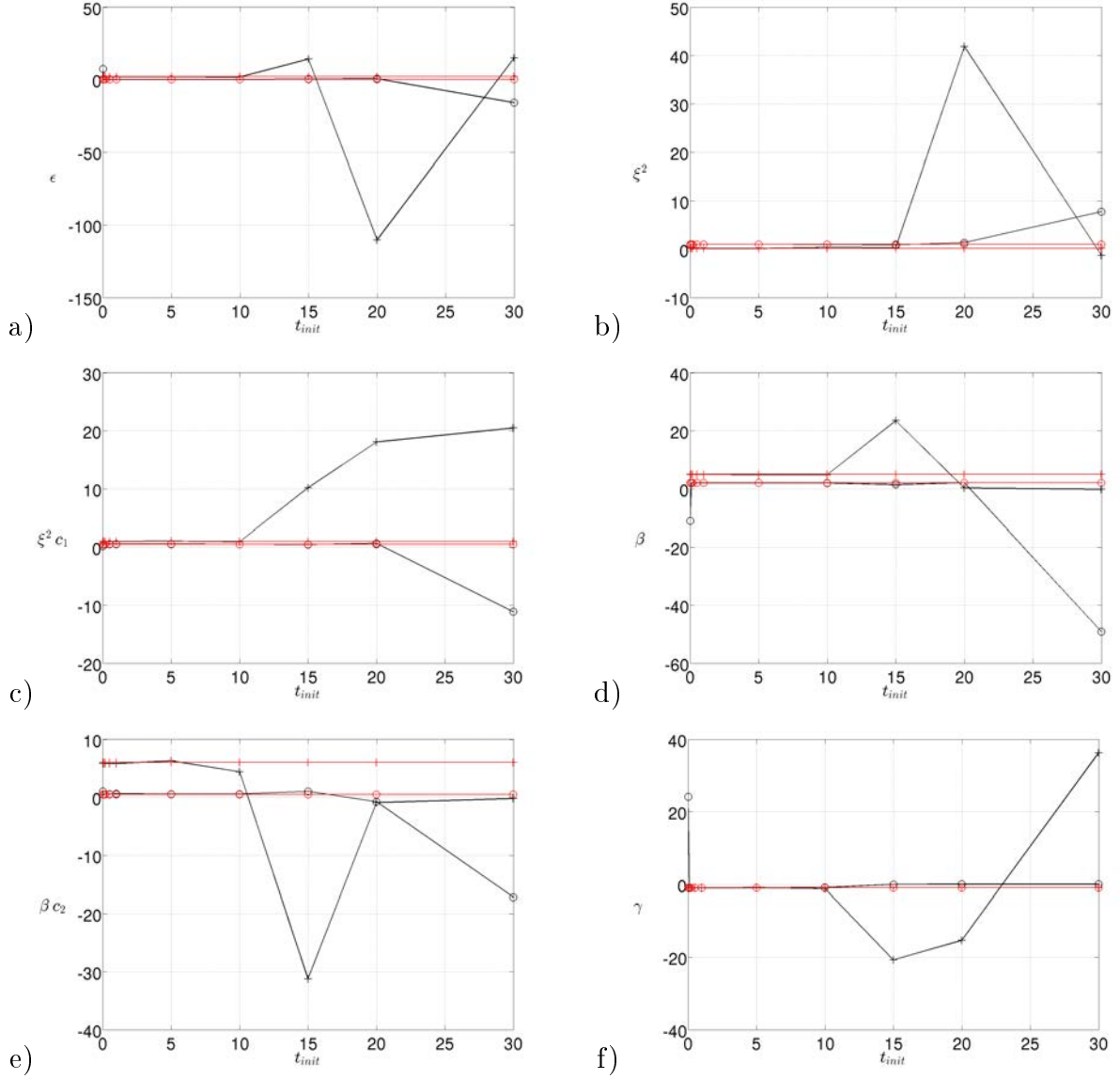


FIGURE 4.25 – Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes non-symétriques pour différents temps initial, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

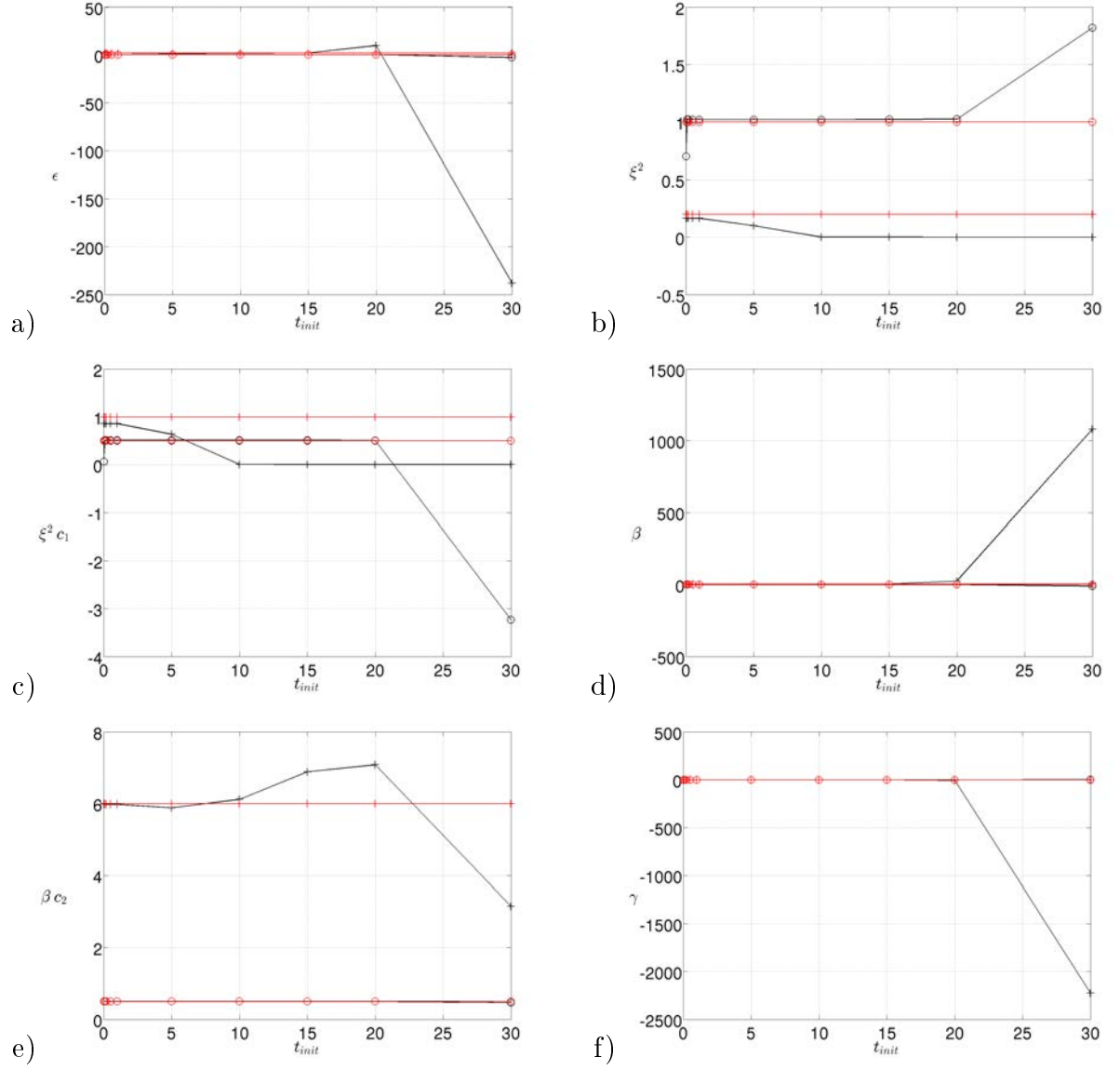


FIGURE 4.26 – Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode SMCD pour des ondes non-symétriques pour différents temps initial, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

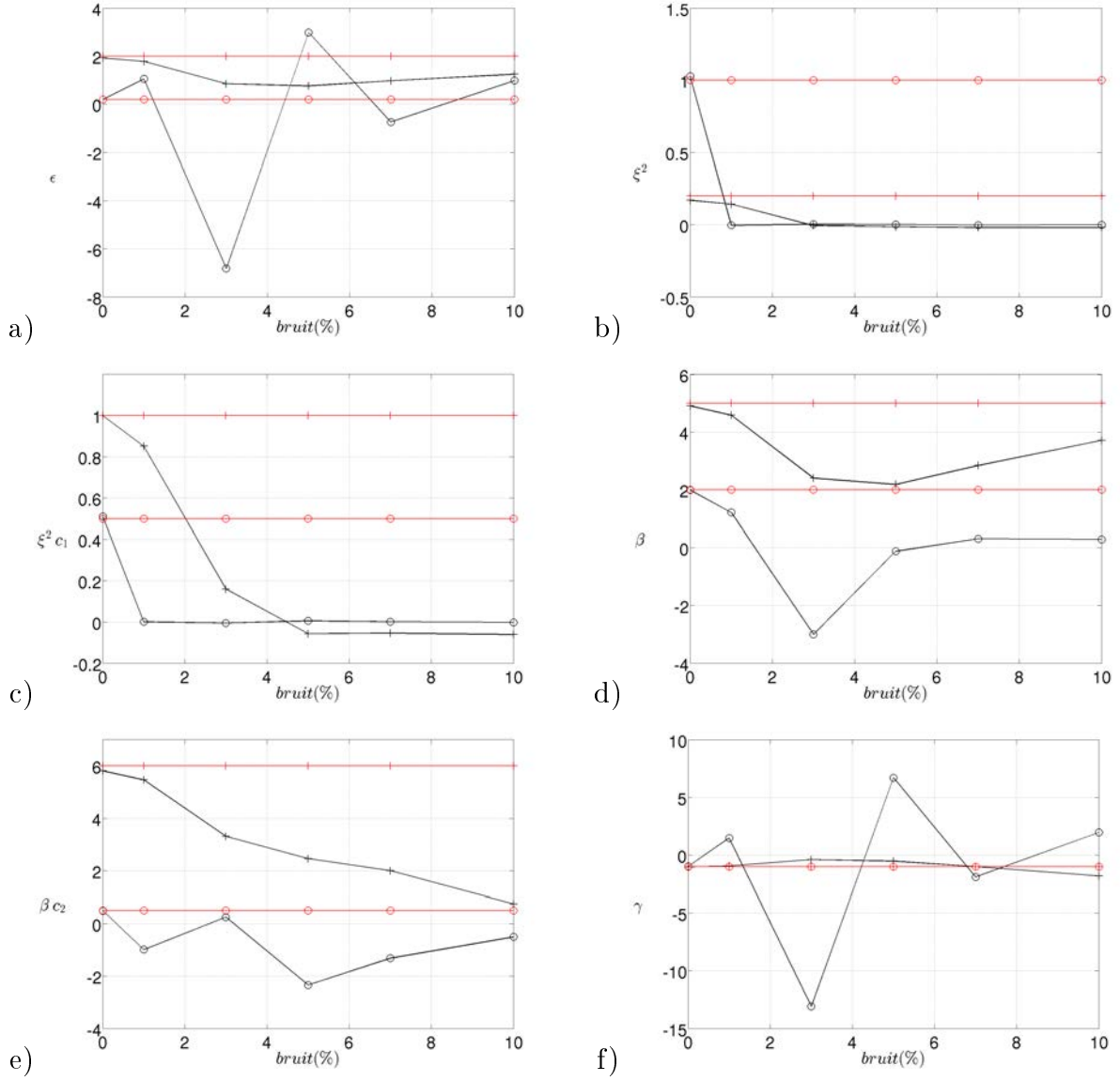


FIGURE 4.27 – Effet du bruit sur l'identification des coefficients par la méthode POD de l'équation CCGLE pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

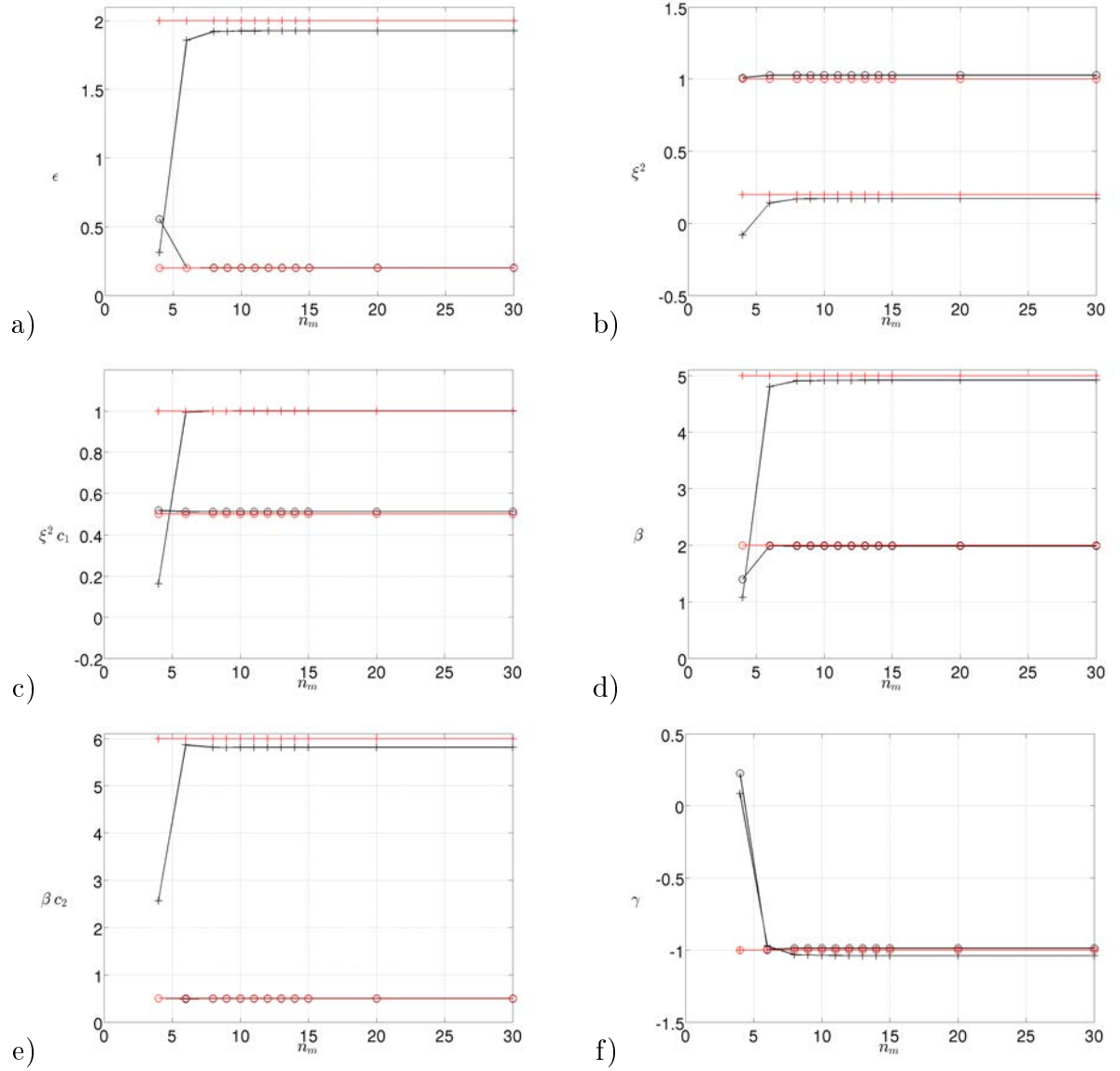


FIGURE 4.28 – Effet du nombre de mode POD (n_m) sur l'identification des coefficients de l'équation CCGLE pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) et la valeur de référence en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ .

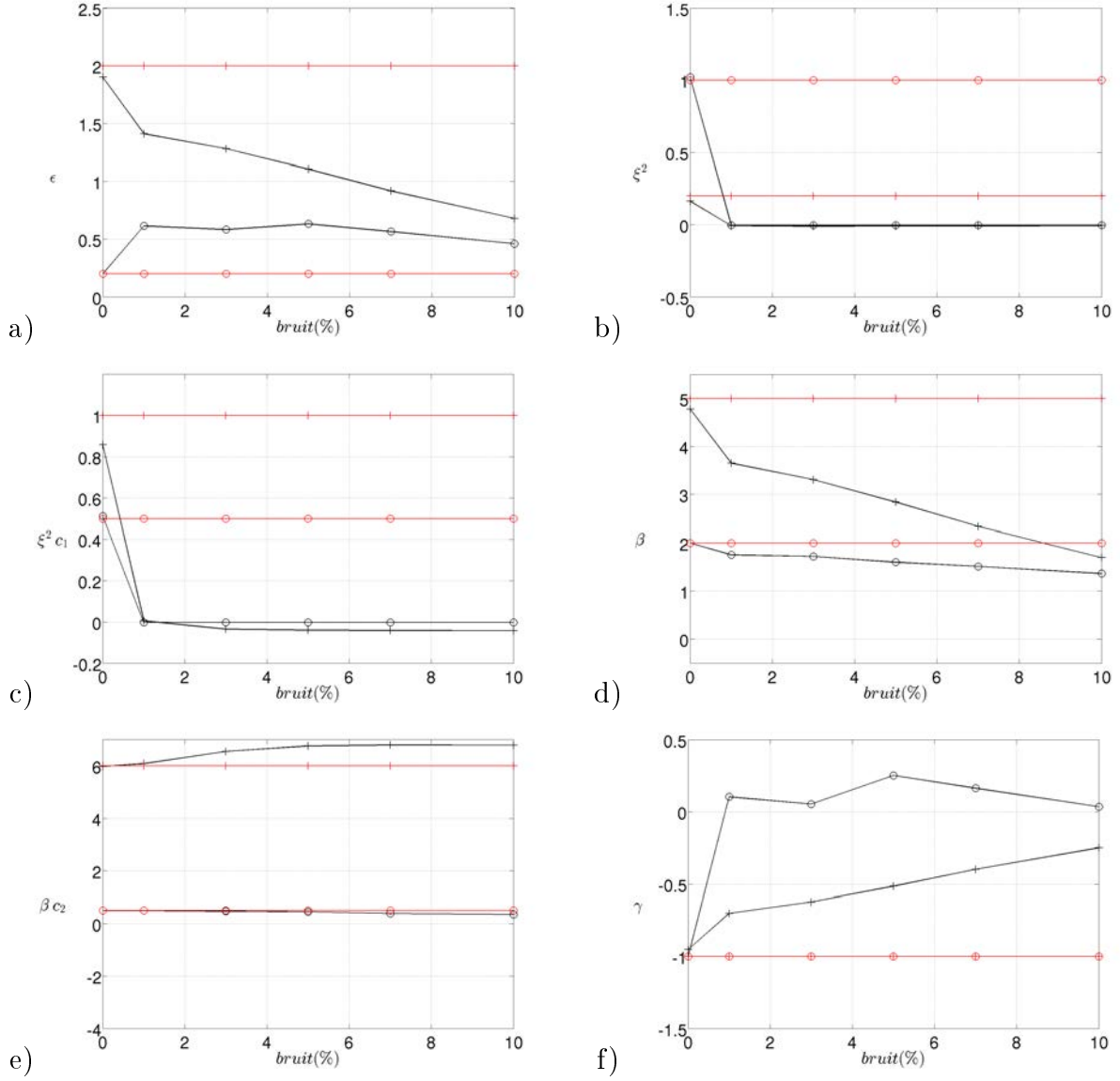


FIGURE 4.29 – Effet du bruit sur l'identification des coefficients de l'équation CCGLE par la méthode SMCD pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.

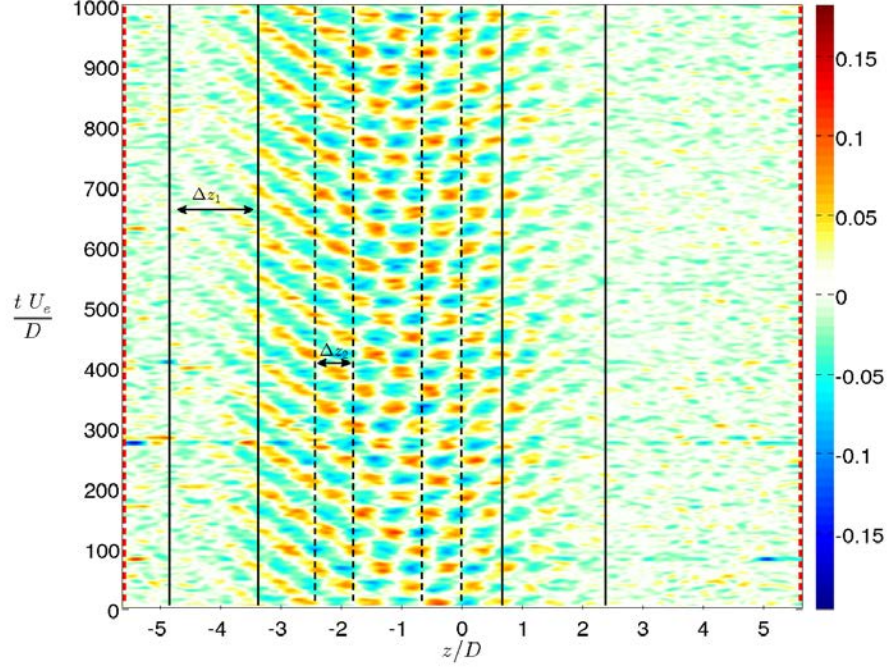


FIGURE 4.30 – Domaine spatial pour l’identification des coefficients. Le premier domaine inclut les fronts (pointillés rouge) puis est réduit avec un pas constant jusqu’aux fronts. Le domaine est ensuite réduit depuis les fronts avec un pas $\Delta z_1 = 3.64$ mm (traits pleins en noir). Enfin, le domaine est réduit dans la zone contenant uniquement la superposition des deux ondes avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (traits en pointillés noirs).

4.5.2 Identification des coefficients dans le régime secondaire

Dans cette partie, nous identifions les coefficients des équations de Ginzburg-Landau complexes couplées sur la dynamique du régime secondaire du cas $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$ à partir d’une ligne transverse prélevée en $x/D = 0.808$. Dans notre expérience, les deux ondes ne sont pas parfaitement symétriques et leurs amplitudes sont légèrement différentes. Aussi, nous considérons un système d’équations complexes couplées avec des coefficients différents pour chacune des ondes (équations 4.5 et 4.6). Sur le cas test CGLE, la méthode POD est la plus robuste au bruit. Aussi, nous choisissons d’utiliser principalement cette méthode pour identifier les coefficients de la dynamique. Rappelons ici que nous utilisons un filtre passe-bande pour extraire les modes propagatifs gauche et droit, de sorte que le bruit de mesure est en grande partie filtré. L’identification est réalisée sur différents domaines spatiaux (figure 4.30). Le plus grand domaine inclut le front montant de l’enveloppe de l’onde 1 et le front descendant de l’enveloppe de l’onde 2. Puis, les deux extrémités du domaine sont réduites avec un pas constant jusqu’à la limite où les fronts montant et descendant des ondes apparaissent (traits en pointillés rouge aux traits pleins noir). Nous réduisons ensuite la taille du domaine avec un pas $\Delta z_1 = 3.64$ mm jusqu’à la zone contenant uniquement la superposition des deux ondes (traits pleins noir). Puis, nous réduisons la taille du domaine avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (traits en pointillés noir). Les coefficients obtenus avec la méthode POD sont présentés sur la figure 4.31 et comparés avec ceux obtenus par la méthode SMCD.

La valeur des coefficients varie selon le domaine spatial utilisé pour l’identification,

quelque soit la méthode utilisée. La méthode SMCD donne des coefficients nuls ou quasi nuls excepté pour $\xi^2 c_1$ de l'onde 2. Selon le domaine sur lequel l'identification est réalisée, certains coefficients obtenus par la méthode POD ne sont pas physiques. Par exemple le taux de croissance ϵ de l'onde 1 est négatif sur la majorité des domaines spatiaux considérés. Par ailleurs, les coefficients γ identifiés pour l'onde 1 et l'onde 2 sont différents, ce qui ne permet pas de vérifier le critère de superposition d'onde $-1 < \gamma/\beta < 1$.

Nous avons observé un décalage en fréquence systématique entre les deux ondes ainsi que des amplitudes différentes au seuil. Cette asymétrie en fréquence est à l'origine des modes associés à St_+ et St_- . En revanche, dans l'écoulement de Taylor-Couette, le spectre associé au régime d'interpénétration de spirales n'exhibe qu'une seule fréquence comme on peut le voir sur la figure 4.32 d'après Andereck *et al.* (1986). Sur le spectre associé à la figure 4.32.a, on distingue la fréquence des ondes f_1 ainsi que les fréquences f_{ic} et f_{oc} correspondant à la fréquence de rotation du cylindre intérieur et extérieur respectivement. Une seule fréquence caractérise donc ce régime alors que deux fréquences apparaissent distinctement dans les spectres de nos expériences. Ces observations amènent donc la question suivante : le modèle d'équations est-il adapté pour décrire la dynamique ?

4.5.3 Ajout de termes résonants

Dans la section précédente, nous avons vu que l'identification des coefficients des équations de Ginzburg-Landau ne converge pas vers des valeurs de coefficients physiquement acceptables. Dans les expériences, nous observons systématiquement un décalage entre les fréquences des ondes gauche et droite, à l'origine de deux modes associés l'un à leur somme f_+ et l'autre à leur différence f_- . L'asymétrie systématique des fréquences des deux ondes principales pourrait certes résulter d'un biais expérimental systématique, mais cela peut aussi être l'expression d'un autre mécanisme à l'origine du régime secondaire.

L'instabilité de Benjamin-Feir peut être comprise comme une instabilité par résonance de modes. Quelles sont les résonances possibles dans notre expérience ? On remarque une résonance triadique de (k_2, ω_2) et (k_+, ω_+) avec (k_1, ω_1) d'une part et (k_2, ω_2) et (k_-, ω_-) avec (k_1, ω_1) d'autre part, via les termes $A_+ A_2^*$ et $A_-^* A_2$. Intéressons nous à l'ordre de grandeur des amplitudes de chacun de ces termes à partir du spectre de Fourier (figure 4.33).

Le mode associé à l'onde 1 a une amplitude de l'ordre de 9.5×10^{-4} . Le terme cubique $|A_1|^2 A_1$ est donc de l'ordre de 10^{-9} . Le mode associé à $St_D(f_2)$ a une amplitude de l'ordre de 8×10^{-4} tandis que le mode St_+ a une amplitude de l'ordre de 3.7×10^{-4} . Le couplage quadratique du mode St_2 avec le mode St_+ a donc une amplitude de l'ordre de 3×10^{-7} , supérieure à celle du terme de saturation cubique. Le mode associé à $St_D(f_-)$ a une amplitude de l'ordre de 2×10^{-4} et le couplage quadratique du mode $St_D(f_-)$ avec le mode $St_D(f_2)$ a donc une amplitude de l'ordre 2×10^{-7} soit une amplitude à nouveau supérieure au terme de saturation.

Nous ne pouvons donc pas négliger la contribution de ces modes résonants dans la dynamique. Les équations 4.5 et 4.6 doivent donc être complétées par l'ajout de ces

termes résonants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_1 \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} - v_{g1} \frac{\partial A_1}{\partial z} \right) = \epsilon_1 A_1 + \xi_1^2 (1 + ic_{1A}) \frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} - \beta_1 (1 + ic_{2A}) |A_1|^2 A_1 + \gamma (1 + ic_{3A}) |A_2|^2 A_1 \\ \quad + \eta_{+A} A_+ A_2^* + \eta_{-A} A_-^* A_2 \\ \tau_2 \left(\frac{\partial A_2}{\partial t} - v_{g2} \frac{\partial A_2}{\partial z} \right) = \epsilon_1 A_2 + \xi_1^2 (1 + ic_{1B}) \frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} - \beta_2 (1 + ic_{2B}) |A_2|^2 A_2 + \gamma (1 + ic_{3B}) |A_1|^2 A_2 \\ \quad + \eta_{+B} A_+ A_2^* + \eta_{-B} A_-^* A_2 \end{array} \right. \quad (4.15)$$

avec η_+ et η_- les coefficients complexes en facteur des deux termes résonants $A_+ A_2^*$ et $A_-^* A_2$. Les coefficients de l'équation obtenus sur différents domaines spatiaux (figure 4.30) sont représentés sur la figure 4.34. Nous cherchons maintenant douze coefficients donc les douze premiers modes POD sont utilisés pour l'identification. De nouveau, la valeur des coefficients dépend du domaine spatial sur lequel l'identification est réalisée. En outre, excepté le coefficient $\xi^2 c_1$, les coefficients obtenus pour l'onde 2 sont quasi nuls comparés à ceux de l'onde 1. Pour la majorité des domaines étudiés, le coefficient ϵ de l'onde 2 est négatif. Nous avons vu la sensibilité de la valeur des coefficients aux différentes étapes d'identification. Le domaine sur lequel la démodulation complexe est réalisée fait partie des paramètres influant sur cette identification. Le bruit, la résolution spatiale et temporelle, les domaines transverses et longitudinaux utilisés sont autant de paramètres qui peuvent également modifier la valeur des coefficients. Par ailleurs, la dynamique du régime secondaire est plus complexe que celle du régime primaire. Tous ces éléments contribuent à la difficulté d'identifier des coefficients physiques.

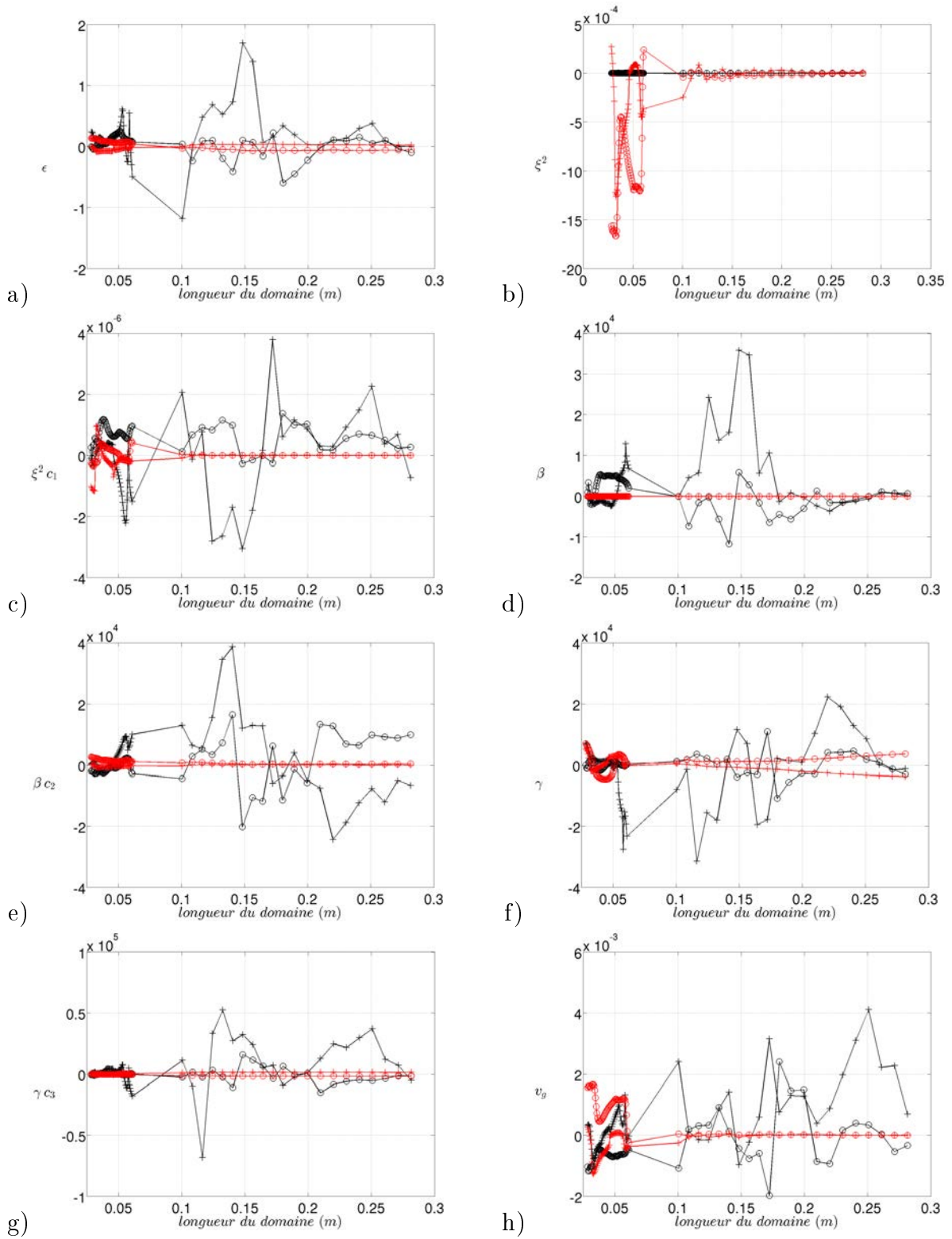


FIGURE 4.31 – Coefficients de l'équation CCGLE obtenus sur l'expérience avec $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $ReD = 2000$, sur plusieurs domaines spatiaux avec les méthodes POD en noir et SMCD en rouge pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ , g) γc_3 , h) v_g .

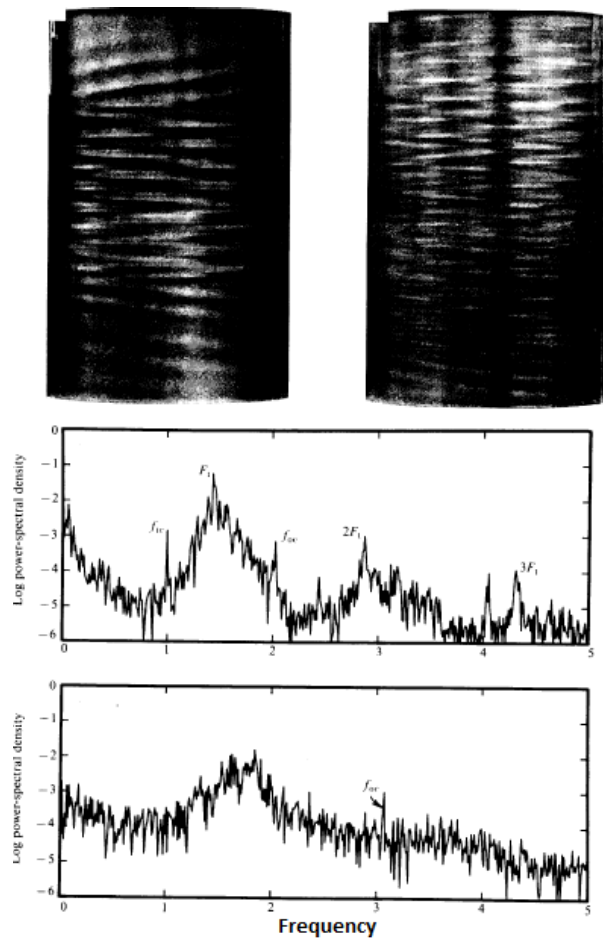


FIGURE 4.32 – Interpénétration de spirales dans l'écoulement de Taylor-Couette, d'après Andereck *et al.* (1986)

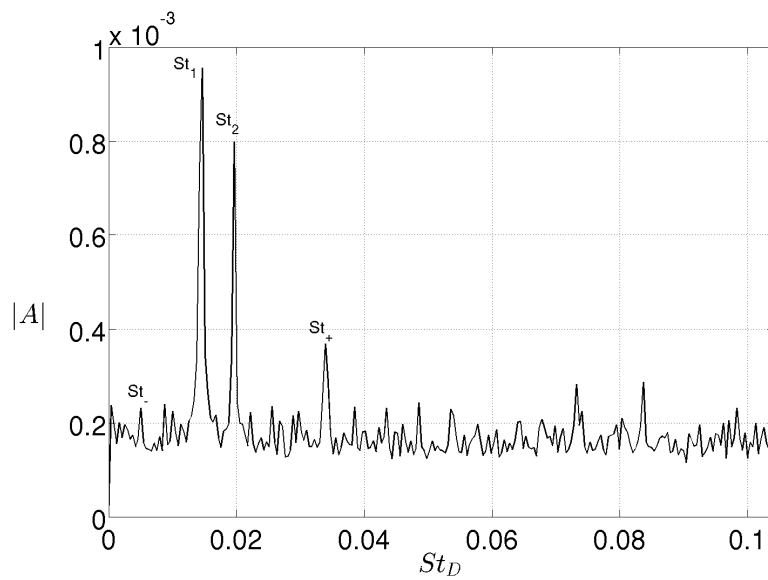


FIGURE 4.33 – Spectre d'amplitude de Fourier sur le cas $S/D = 12$, $L/D = 1.75$, $Re_D = 2000$

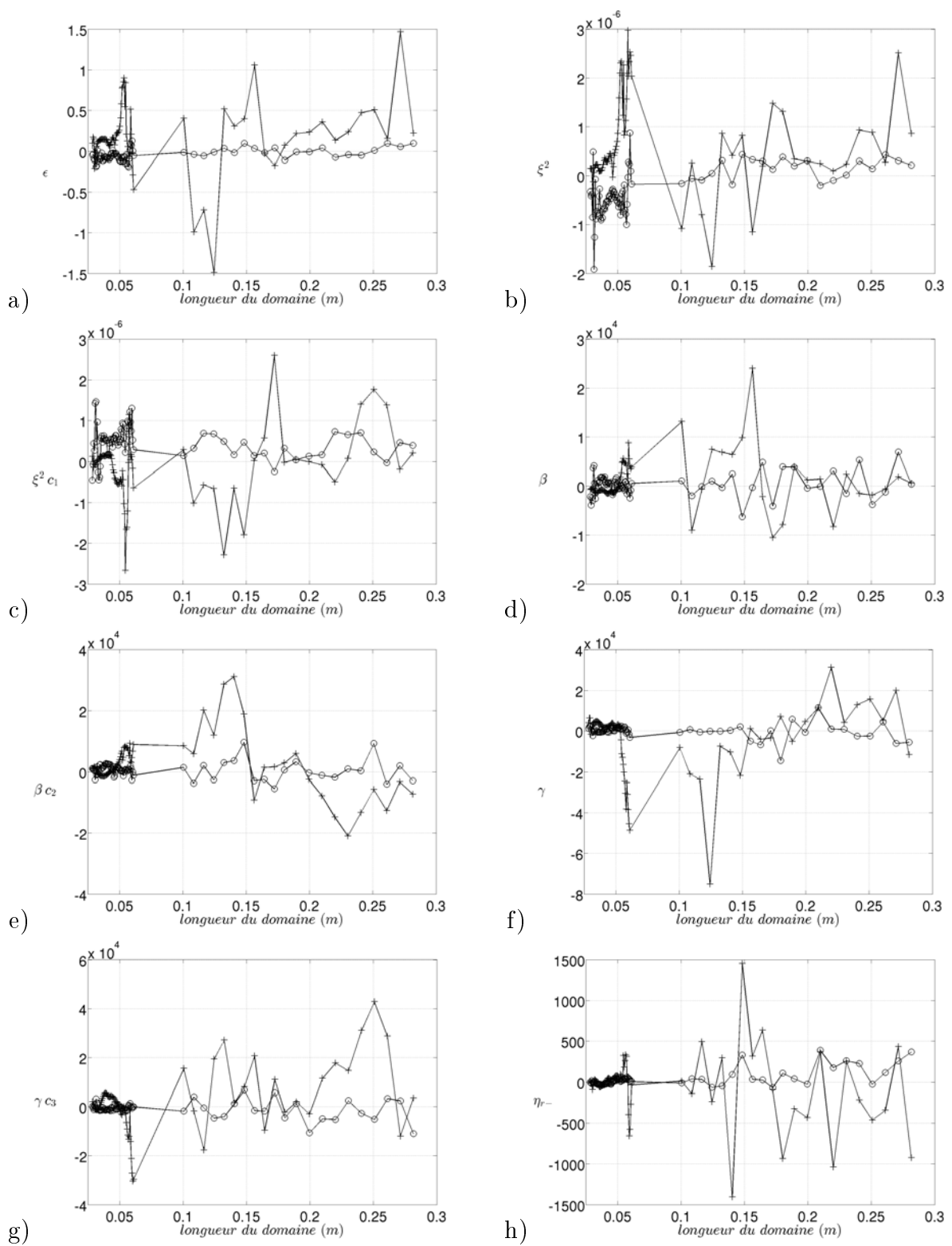


FIGURE 4.34 – légende page suivante

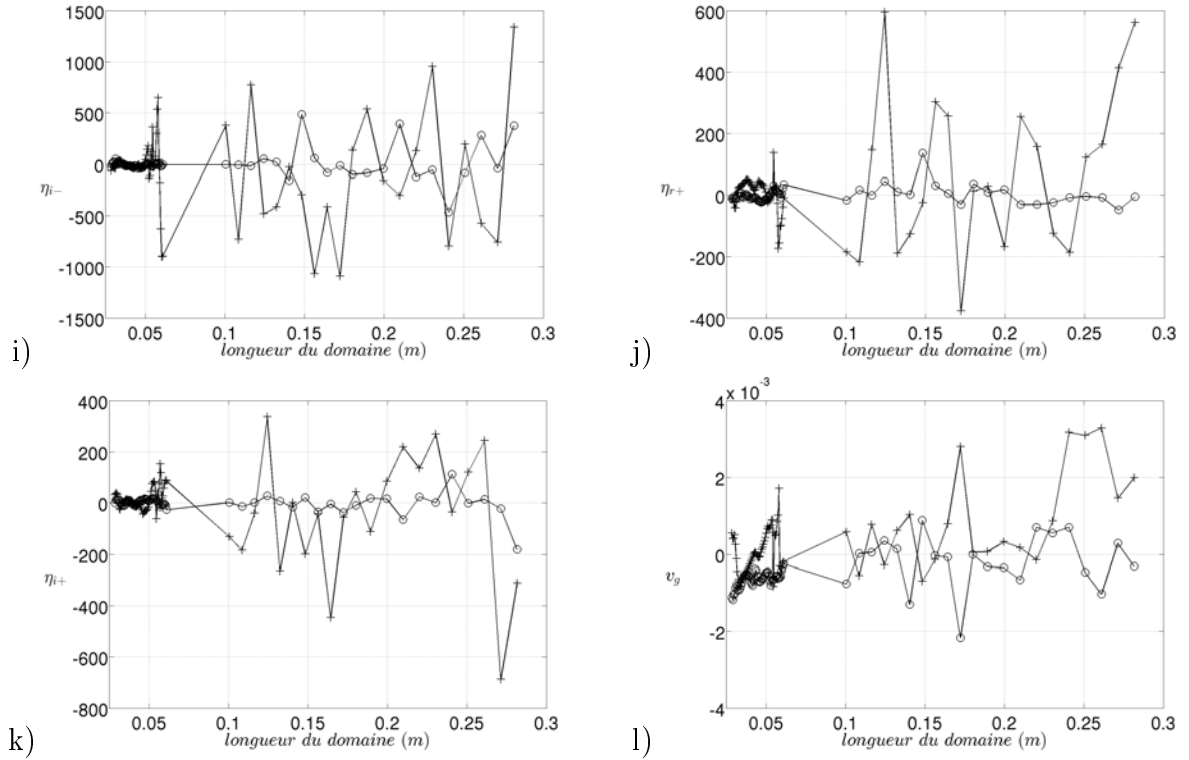
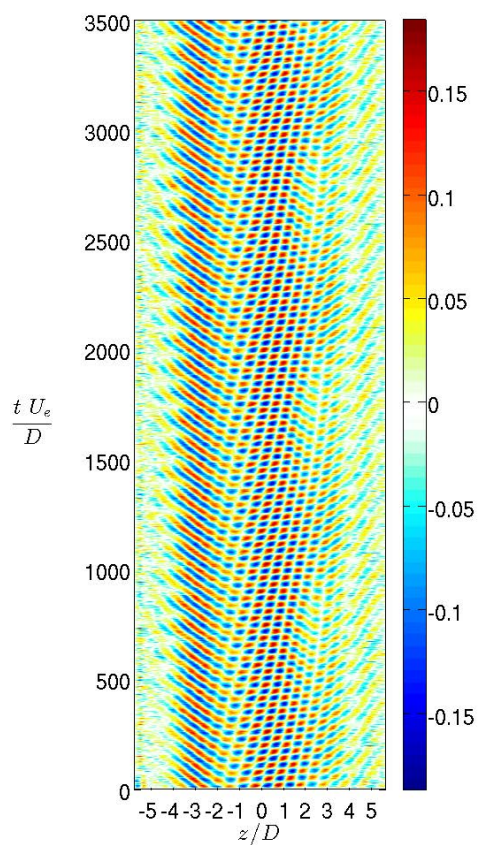


FIGURE 4.34 – Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD sur l'expérience avec $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $ReD = 2000$, sur différents domaines spatiaux pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ , g) γc_3 , h) η_{r-} , i) η_{i-} , j) η_{r+} , k) η_{i+} , l) v_g .

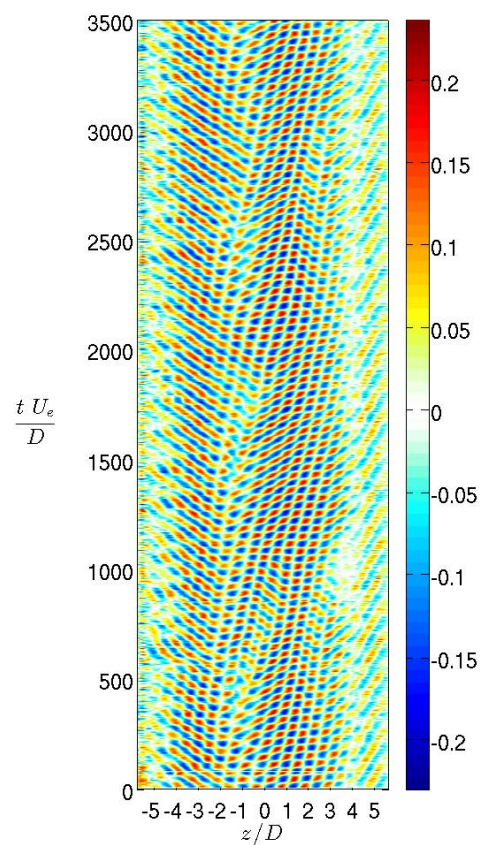
4.6 Transition vers le chaos spatio-temporel intra-cavitaire

4.6.1 Evolution de la dynamique dans le régime secondaire

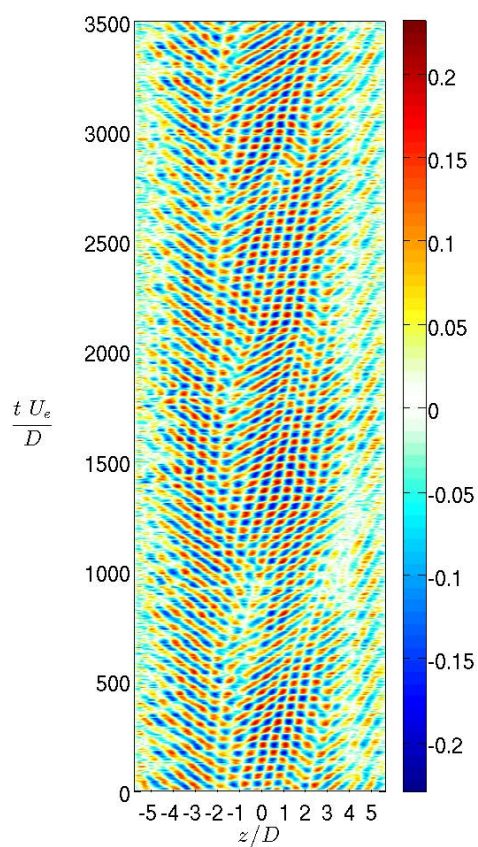
Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évolution de la dynamique du régime secondaire vers le chaos spatio-temporel. Nous analysons dans un premier temps l'évolution de la dynamique spatio-temporelle avec le nombre de Reynolds. Des mesures PIV 2D-2C sont réalisées dans un plan horizontal ($S/D = 12$, $L/D = 1.75$, $y/D = -0.30$, $f_e = 15$ Hz et $N_{cp} = 1000$). Les diagrammes spatio-temporels sont présentés sur la figure 4.35. On retrouve le type de motif identifié dans le chapitre précédent. En effet, le diagramme spatio-temporel présente 3 zones spatiales distinctes : une onde gauche à gauche de la cavité, une onde droite à droite et une zone d'interférence au centre. Le phénomène secondaire est identifiable sur les figures 4.35.a-c. A nombre de Reynolds plus élevé, la dynamique se transforme profondément (figures 4.35.d et e). A $Re_D = 3617$, il ne semble subsister qu'une simple dérive des structures. Une seule onde propagative apparaît nettement sur le diagramme spatio-temporel. A $Re_D = 5567$, la dynamique est très complexe. On identifie des zones localisées en temps et en espace sur lesquelles des structures cohérentes sont identifiables entrecoupées par des zones où l'écoulement semble déstructuré. Les fronts sont maintenant instationnaires. Ce régime rappelle celui identifié par Faure *et al.* (2007) sur des visualisations par fumée de spectacle comme la transition vers la turbulence intra-cavitaire. Dans la suite, l'identification des modes caractéristiques de la dynamique est réalisée sur les expériences à $Re_D = 2993$, $Re_D = 3617$ et $Re_D = 5567$.



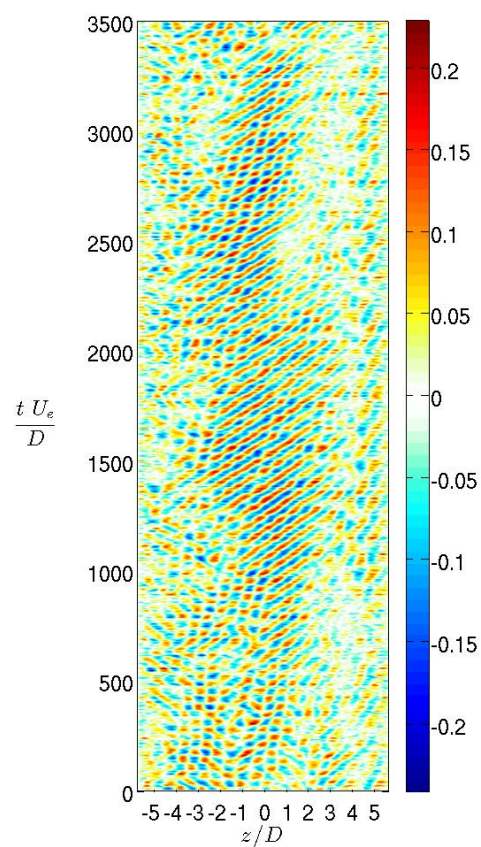
a) $Re_D = 2\,227$



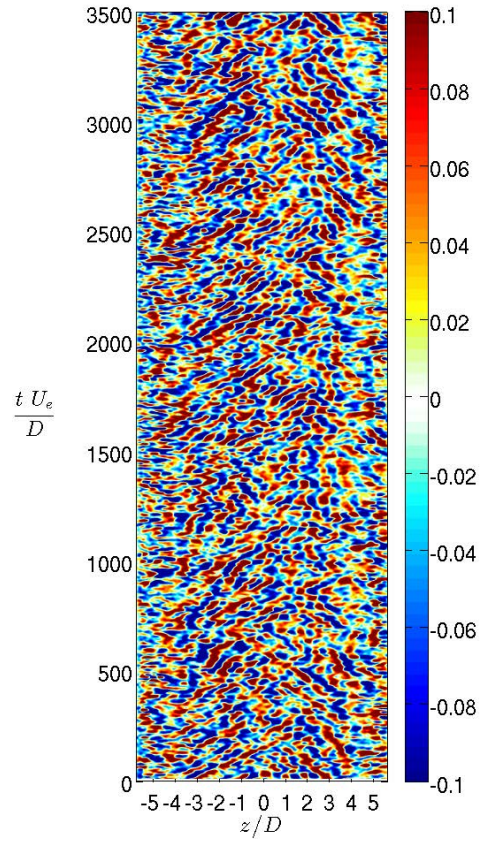
b) $Re_D = 2\,700$



c) $Re_D = 2\,993$



d) $Re_D = 3\,617$



e) $Re_D = 5\,567$

FIGURE 4.35 – Diagramme spatio-temporel de la vorticité adimensionnée : a) $Re_D = 2\,227$, b) $Re_D = 2\,700$, c) $Re_D = 2\,993$, d) $Re_D = 3\,617$, e) $Re_D = 5\,567$

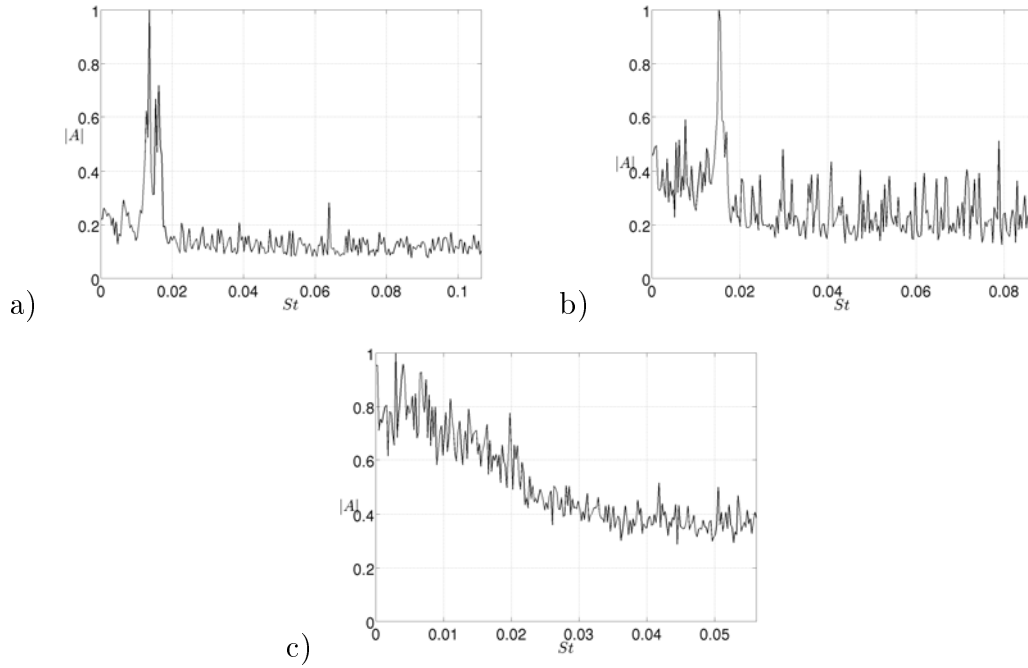


FIGURE 4.36 – Spectres DMD par matrice SVD pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$: a) $Re_D = 2993$, b) $Re_D = 3617$ et c) $Re_D = 5567$.

4.6.2 Modes caractéristiques de la dynamique

Dans cette partie, nous nous intéressons aux modes caractéristiques de la dynamique des expériences à $Re_D = 2993$, $Re_D = 3617$ et $Re_D = 5567$, présentés sur la figure 4.35. L'étude est réalisée par DMD par la méthode SVD (voir chapitre 2). Les spectres sur la figure 4.36 révèlent deux modes principaux pour $Re_D = 2993$, un mode principal pour le cas $Re_D = 3617$ et un continuum de modes avec quelques fréquences piquées pour le cas $Re_D = 5567$.

Les deux modes propagatifs que nous avons déjà étudiés se retrouvent à $Re_D = 2993$: le mode propagatif gauche associé au nombre de Strouhal $St_D = 1.4 \times 10^{-2}$ (0.96 Hz) et le mode propagatif droit associé à $St_D = 1.6 \times 10^{-2}$ (1.1 Hz). Intéressons nous aux autres modes de la dynamique présents dans le spectre (figure 4.36.a). Le mode associé au nombre de Strouhal $St_D = 6.4 \times 10^{-3}$ (0.45 Hz) a une structure spatiale d'onde propagative droite près de la paroi latérale droite (figure 4.37.a) et le mode associé au nombre de Strouhal $St_D = 2.3 \times 10^{-2}$ (1.6 Hz) ne présente qu'une très légère signature d'onde propagative (figure 4.37.f). Deux autres modes liés en fréquence et structure spatiale aux modes principaux apparaissent. Il s'agit des modes associés aux nombres de Strouhal $St_{Ds_1} = 1.3 \times 10^{-2}$ (0.90 Hz) (figure 4.37.b) et $St_{Ds_2} = 1.5 \times 10^{-2}$ (1.08 Hz) (figure 4.37.d). En effet, ces modes présentent le même décalage fréquentiel $St_D = 8.5 \times 10^{-4}$ (0.060 Hz) par rapport à la fréquence de l'onde gauche et de l'onde droite respectivement et ont une structure spatiale d'onde propagative gauche pour le mode associé à $St_{Ds_1} = 1.3 \times 10^{-2}$ et droite pour le mode associé à $St_{Ds_2} = 1.5 \times 10^{-2}$. Ces deux modes latéraux sont en résonance avec l'onde 1 (l'onde gauche principale). En effet, à la précision expérimentale près, une résonance à quatre ondes semble active ($k_{s_1} + k_{s_2} \approx 2k_1$ et $\omega_{s_1} + \omega_{s_2} \approx 2\omega_1$).

Les modes associés à la dynamique pour $Re_D = 3617$, sont présentés sur la figure 4.38.

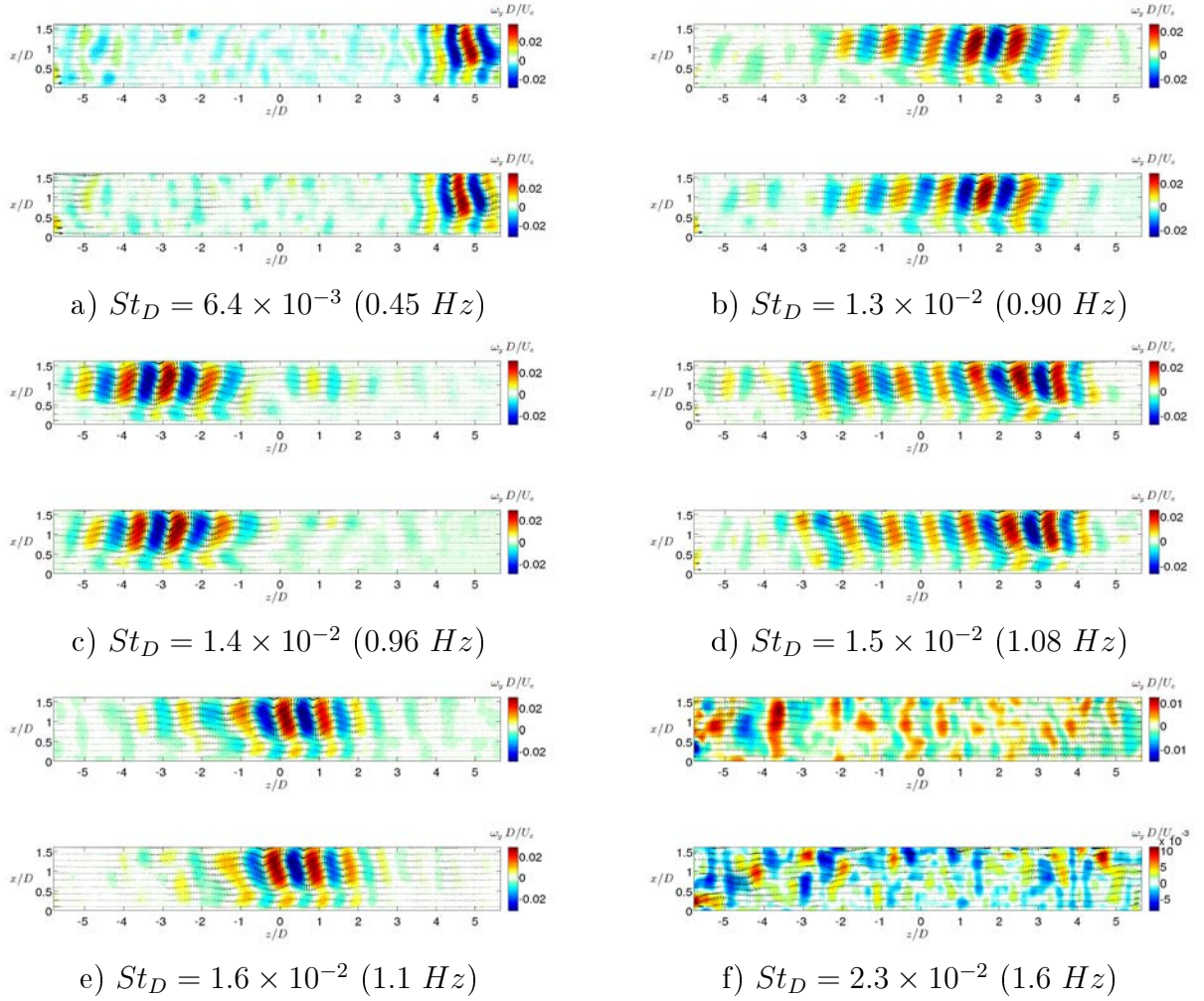


FIGURE 4.37 – Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2993$ en $y/D = -0.30$.

On constate que l'onde dominante $St_D = 1.5 \times 10^{-2}$ (1.3 Hz) est associée à un mode propagatif droit. Toutefois, nous pouvons remarquer que la dynamique n'est pas exclusivement associée à une seule onde. En effet, bien que son amplitude soit faible, nous pouvons identifier un mode propagatif gauche associée à $St_D = 1.2 \times 10^{-2}$ (1.1 Hz) sur la figure 4.38. Par ailleurs, deux autres modes propagatifs associés aux fréquences $St_{Ds1} = 1.1 \times 10^{-2}$ (0.96 Hz) et $St_{Ds2} = 1.9 \times 10^{-2}$ (1.7 Hz) apparaissent avec une faible amplitude. Ces modes sont associés à des fréquences situées de part et d'autre de celle du pic dominant ($St_D = 1.5 \times 10^{-2}$ soit 1.3 Hz). Il est difficile de vérifier la condition de résonance sur le nombre d'onde de ces modes vu le peu de périodes identifiables.

Lorsque le nombre de Reynolds est encore augmenté, la dynamique développée au sein de la cavité correspond au régime turbulent intra-cavitaire caractérisé par un spectre continu. Toutefois, on distingue sur le spectre plusieurs pics fréquentiels. Plusieurs de ces modes sont représentés sur la figure 4.39. Les modes $St_D = 6.7 \times 10^{-3}$, $St_D = 1.1 \times 10^{-3}$ et $St_D = 1.4 \times 10^{-2}$ montrent une structure périodique spatialement localisée, caractéristique des ondes propagatives que nous avons déjà observées pour des nombres de Reynolds plus faibles. Ces structures correspondent aux lignes obliques sur le diagramme spatio-temporel, caractéristiques de la dérive des structures tourbillonnaires

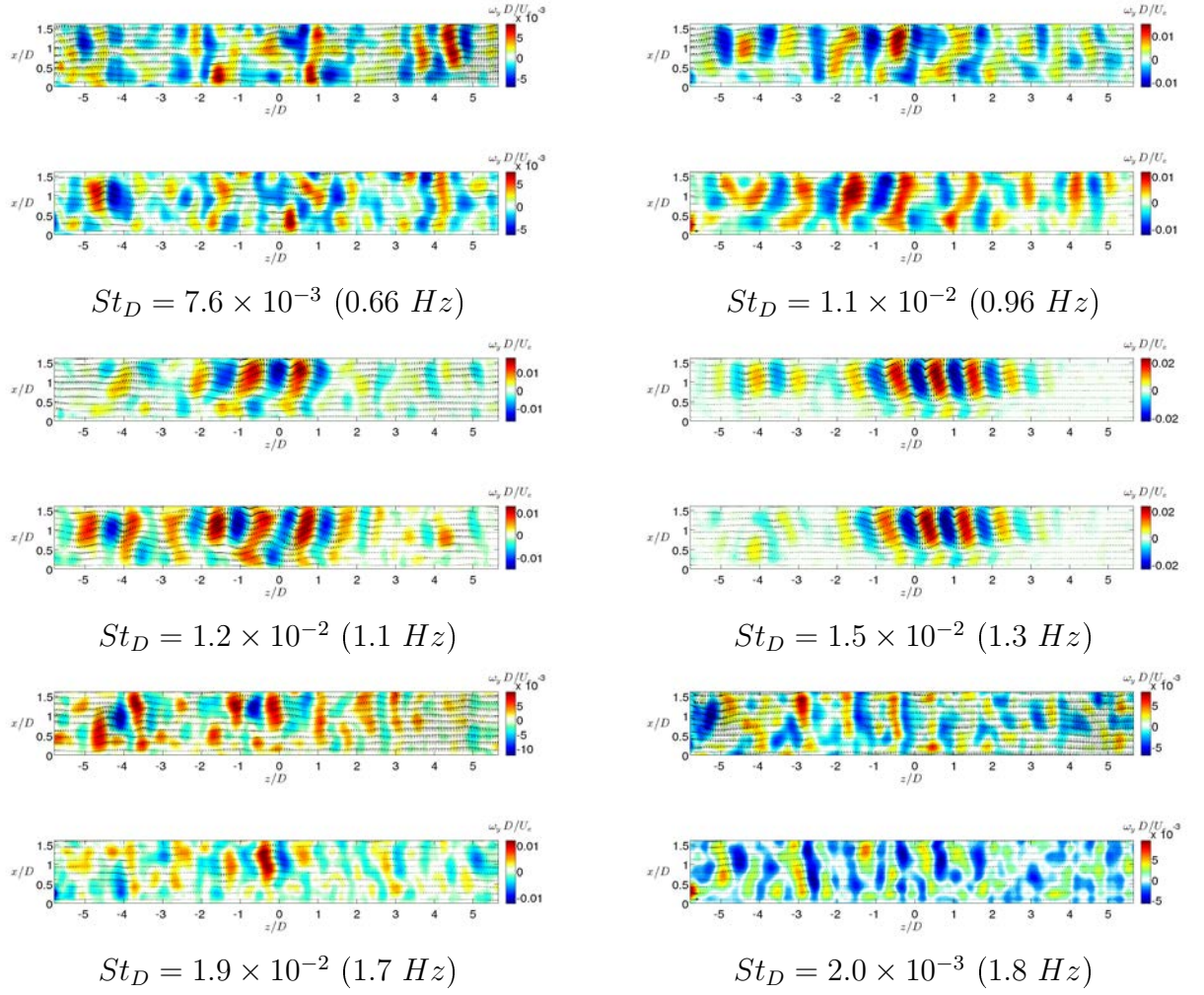


FIGURE 4.38 – Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 3617$ en $y/D = -0.30$.

(figure 4.35.e). Ainsi, l'évolution de la dynamique dans le régime secondaire tend vers un spectre continu bien que des structures cohérentes périodiques soient encore identifiables. Cette évolution rappelle celle observée dans l'écoulement de Taylor-Couette au-delà du régime d'interpénétration de spirales (figure ??).

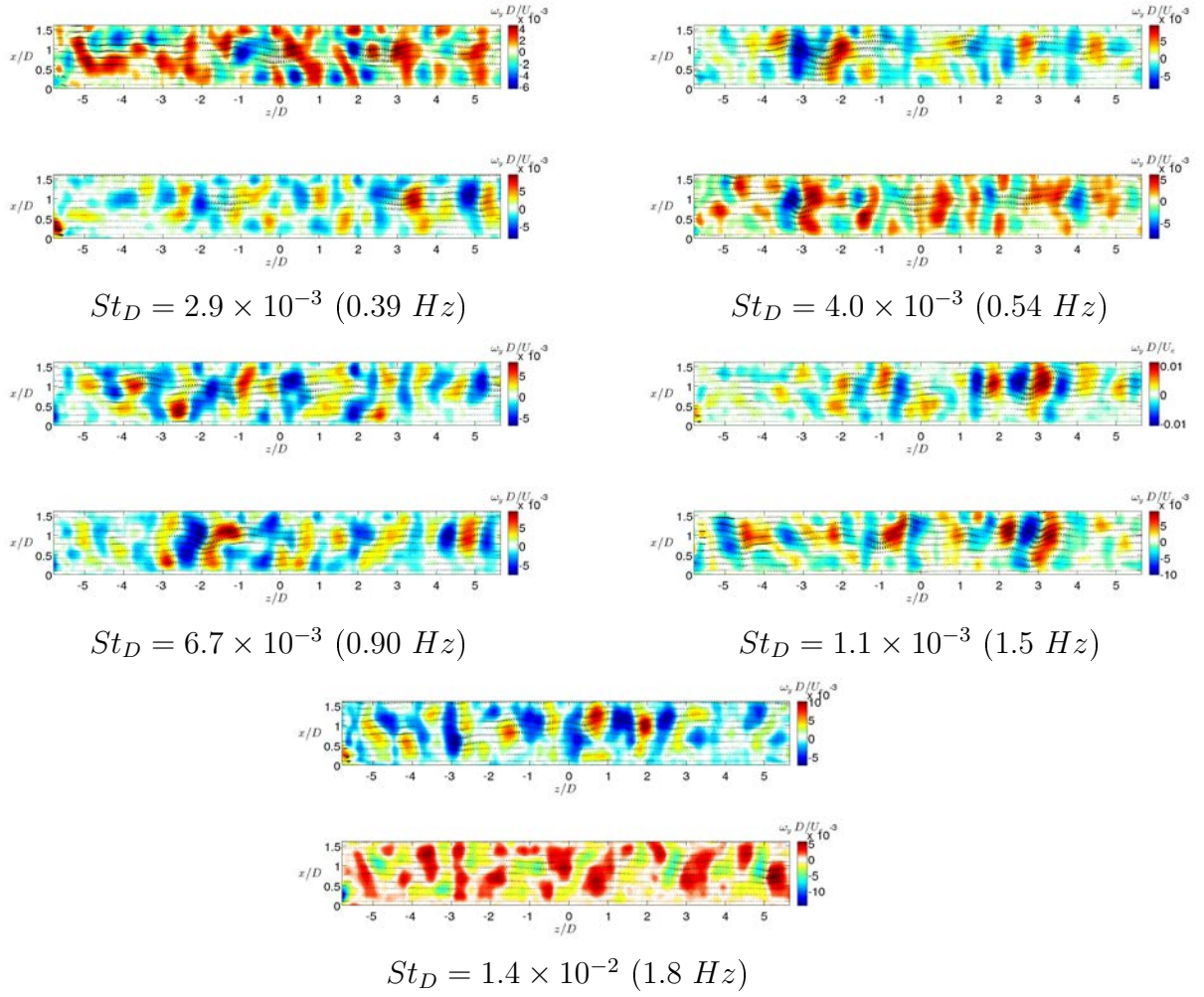


FIGURE 4.39 – Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 3617$ en $y/D = -0.30$.

4.7 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons tenté d'identifier le mécanisme à l'origine du régime secondaire. Nous avons formulé deux hypothèses. La première hypothèse repose sur une bifurcation du coefficient de couplage des ondes, d'un état où les ondes s'excluent spatialement vers un état où elles co-existent en espace, permettant la superposition des ondes. Pour vérifier cette hypothèse, nous devons identifier les coefficients de l'équation CCGLE. A cette fin, nous avons testé plusieurs méthodes d'identification. La méthode de projection de l'équation sur la base POD (méthode POD) s'est avérée la plus robuste au bruit et a donc été retenue pour conduire l'analyse. Les coefficients obtenus sont sensibles à de multiples paramètres dont le bruit, la résolution temporelle et spatiale ainsi que le domaine spatial sur lequel l'identification est réalisée. En fait, l'hypothèse d'une bifurcation du coefficient de couplage impose que les ondes soient symétriques, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience. Nous avons donc relaxé cette contrainte. Cependant, l'analyse donne des coefficients physiquement inacceptables. Nous devons alors remarquer que le décalage en fréquence entre l'onde 1 et l'onde 2 est systématiquement observé. Ce décalage en fréquence est à l'origine de termes résonants supplémentaires associés aux modes résultant de la somme et de la différence des deux modes principaux. Le couplage de ces modes avec la deuxième onde constitue une triade avec l'onde 1, dont l'amplitude est non négligeable par rapport au terme de saturation cubique de l'équation CCGLE. Le mécanisme à l'origine du régime secondaire peut, dans ces conditions, résulter d'une instabilité modulationnelle. Toutefois, l'ajout de ces termes résonants dans les équations CCGLE n'a pas permis d'identifier les coefficients puisque de nouveau, les coefficients sont dépendants du domaine spatial utilisé pour l'identification et sont physiquement faux pour certains. Faute de pouvoir valider les coefficients obtenus, nous ne pouvons pas conclure sur la nature du mécanisme à l'origine du régime secondaire.

Nous avons vu que les caractéristiques spatiale et temporelle du régime secondaire sont modifiées lorsque le paramètre de contrôle est augmenté. A nombre de Reynolds plus élevé, l'écoulement saturé est gouverné principalement par une seule onde. A plus haut nombre de Reynolds, la dynamique intra-cavitaire est turbulente. L'écoulement est dans ce cas constitué de zones de structures cohérentes et non cohérentes qui co-existent en espace. Afin d'identifier la nature de la transition vers le chaos spatio-temporel, une étude approfondie de ce régime est nécessaire.

Chapitre 5

Forçage et contrôle de l'écoulement de cavité

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au contrôle en boucles ouverte et fermée des oscillations de la couche cisaillée impactante de l'écoulement de cavité. Dans la littérature, l'objectif principal du contrôle de la couche cisaillée est la suppression des oscillations auto-entretenues qui induisent du bruit mais aussi endommagent la structure. La suppression des oscillations peut être obtenue en plaçant un cylindre perpendiculairement à l'écoulement. Parmi les premiers utilisateurs de ce procédé figurent McGrath et Shaw (1949) d'après Rowley et Williams (2006). Les résultats récemment obtenus par Martinez *et al.* (2012) sur le contrôle passif de la couche cisaillée avec cette même technique indiquent que parmi les mécanismes proposés dans la littérature sur l'origine de la suppression des oscillations de la couche cisaillée, le plus probable serait un rearrangement de la vorticité responsable de la réduction de la cohérence des structures. Yamouni *et al.* (2013b) identifient, à l'aide d'une carte de sensibilité, les positions optimales du cylindre pour que le contrôle stabilise l'écoulement, qui doit être placé en amont de la cavité. Le contrôle en boucle ouverte ne nécessite pas de mesure de l'état du système, la perturbation appliquée étant prédéfinie. Le choix de la fréquence de forçage est alors cruciale. Sipp (2012) montre numériquement qu'un forçage des oscillations de la cavité à une fréquence proche de la fréquence résonante permet, pour une amplitude critique du forçage, d'accrocher cette fréquence. Il montre que si l'objectif est de décaler légèrement la fréquence de l'écoulement, alors un forçage à une fréquence proche de la fréquence résonante est adaptée. En revanche, si l'objectif est de supprimer les instationnarités de l'écoulement, alors un forçage à une fréquence non résonante est plus approprié, en particulier les fréquences de forçage supérieures à celle de l'écoulement naturel suppriment les perturbations associées aux fréquences inférieures à celle du forçage.

Le contrôle en boucle fermée permet d'adapter la commande aux conditions d'évolution de l'écoulement. Contrairement au contrôle en boucle ouverte, le contrôle en boucle fermée nécessite une estimation de l'état du système au travers d'une mesure et d'un estimateur d'  tat. La difficulté principale du contrôle en boucle fermée est la définition de la loi de contrôle qui peut être heuristique, adaptative ou basée sur un modèle de la dynamique. Les modèles peuvent être linéaires ou non-linéaires. Les modèles d'écoulement de fluides sont basées sur les équations de Navier-Stokes et la dimension de l'état du système est trop élevée pour un contrôle en temps réel ce qui impose de trouver un modèle réduit décrivant la dynamique. Rowley et Williams (2006) proposent une

revue sur le contrôle de l'écoulement de cavité ouverte à nombres de Reynolds élevés. Rowley *et al.* (2005) présentent des résultats de simulations numériques sur le contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisaillée au dessus d'une cavité ouverte. A l'aide d'une loi de contrôle heuristique, l'amplitude des oscillations de la couche cisaillée est diminuée. Dans le régime compressible, Rowley *et al.* (2006b) identifient deux régimes d'oscillations de la couche cisaillée, l'un linéaire faiblement amorti, l'autre non-linéaire auto-entretenu. Dans le régime linéaire faiblement amorti, si les perturbations en amont de la cavité sont supprimées, alors la couche cisaillée cesse d'osciller. A partir de ces observations, les auteurs établissent un modèle linéaire du système pour empêcher le développement des oscillations. Dans le régime non-linéaire, la dynamique évolue sur un cycle limite non-linéaire d'amplitude saturée. L'écoulement est stabilisé en deux étapes, le cycle limite étant d'abord brisé par un contrôleur basé sur un filtre passe-bande et un décalage en phase. Les résultats révèlent que le pic principal diminue au profit de deux autres fréquences latérales.

Dans ce travail, l'action en amont de l'écoulement est réalisée par un actionneur plasma froid (décrit dans la section 5.1). Les actionneurs plasma froids ont beaucoup été utilisés, notamment pour le contrôle de profils d'aile (Benard *et al.* (2010), Jolibois *et al.* (2008)). Nous nous intéressons plus particulièrement à l'effet d'un forçage périodique sur la réponse de l'écoulement (boucle ouverte). L'action est produite en amont de la couche cisaillée tandis que la mesure de la réponse est réalisée en aval à l'aide d'un capteur de pression. Contrairement aux études de contrôle en boucle ouverte habituelles, nous utilisons une faible amplitude du forçage. Ce faisant, nous discuterons le phénomène d'accrochage en fréquence pour cet écoulement. En particulier, nous établirons une cartographie des régimes d'accrochage selon l'amplitude et la fréquence du forçage. Dans la section 5.3, notre objectif est de réaliser un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisaillée. Nous basons la loi de contrôle sur une commande à retard, introduite par Pyragas dans le cadre des systèmes dynamiques. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas d'établir un modèle de la dynamique, ce qui la rend particulièrement simple d'utilisation pour un expérimentateur. En revanche, ce type de commande ne permet pas de stabiliser tout type de solution, mais seulement certains types de points fixes ou d'orbites périodiques instables. Nous avons étudié l'action de cette commande sur un système de Rössler. Puis nous avons appliqué la commande sur la dynamique de l'écoulement de cavité. Nous discuterons les résultats obtenus dans la section 5.3.3.

5.1 Actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique (DBD)

L'utilisation d'actionneurs plasma de type décharge à barrière diélectrique, dans le cadre du contrôle d'écoulement s'est fortement développé au cours des années 2000, depuis ses premières utilisations, notamment par Roth *et al.* (1998) pour le contrôle de profil de couche limite sur plaque plane. Un tel intérêt pour cet actionneur s'explique par sa faible intrusivité, l'absence de partie mécanique mobile et son temps de réponse rapide. Un état de l'art sur le contrôle d'écoulement par actionneur plasma non thermique est proposé par Moreau (2007) dans lequel figure une description des propriétés électriques et mécaniques du vent ionique produit par des actionneurs plasma froids à décharge

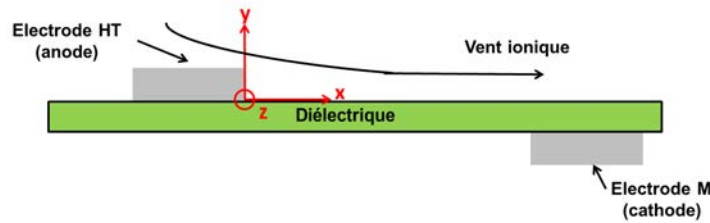


FIGURE 5.1 – Schéma d'un actionneur plasma DBD surfacique et le profil de vent induit pour une alternance positive de tension.

couronne et décharge à barrière diélectrique ainsi que des exemples de contrôle d'écoulement sur différentes dynamiques.

Dans cette partie, nous décrivons le mécanisme physique de cet actionneur.

L'optimisation de l'actionneur plasma ne fait pas parti de nos objectifs. Aussi, pour comprendre et caractériser cet actionneur, nous nous appuyons sur les résultats existants dans la littérature sans en faire une description exhaustive.

5.1.1 Présentation et mécanisme

Le principe de l'actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique (DBD) est de générer un vent ionique qui permet de perturber l'écoulement. A cette fin, un champ électrique est appliqué entre deux électrodes séparées par un diélectrique. A partir d'une tension critique, les collisions entre les électrons, accélérés par le champ électrique, avec les particules neutres du milieu produisent des ions. Le déplacement de ces ions vers les électrodes correspond au vent ionique où un transfert de quantité de mouvement des ions vers les molécules neutres du milieu est produit. Ce dispositif DBD fait suite aux dispositifs de décharge couronne pour lesquels une différence de potentiel est appliqué entre des électrodes dissymétriques (configuration pointe-plan par exemple). L'avantage de la DBD par rapport à ce dispositif est l'ajout du diélectrique qui empêche la transition à l'arc. Ce diélectrique contraint à l'utilisation d'un signal alternatif afin d'empêcher l'accumulation de charges sur le diélectrique. Lors de l'alternance positive, ce sont des ions positifs qui sont produits majoritairement et qui dérivent, et négatifs lorsque l'alternance est négative.

La configuration DBD surfacique, est composée de deux électrodes réparties de part et d'autre du diélectrique : il n'y a pas de volume gazeux entre une des électrodes et le diélectrique. L'avantage d'un tel dispositif est la production d'un vent ionique en proche paroi (figure 5.1).

Le profil du vent ionique produit est caractérisé par une zone d'aspiration au dessus de l'électrode active (électrode reliée à la haute-tension) et un vent tangentiel à la paroi dirigé de l'électrode active (électrode HT) vers l'électrode de masse (électrode M). Dans la suite, nous allons parcourir les différents paramètres qui caractérisent l'actionneur : la notion de streamer, les régimes de décharge, les différences entre les alternances de tension, la force électrohydrodynamique, les effets de surface, l'encapsulement de l'électrode, les différents paramètres pour optimiser le vent ionique produit et enfin l'existence de différentes configurations de l'actionneur.

Streamer Dans la littérature, le claquage le plus souvent observé à pression atmosphérique est le claquage par streamer. Meek et Craggs (1953) décrivent ce

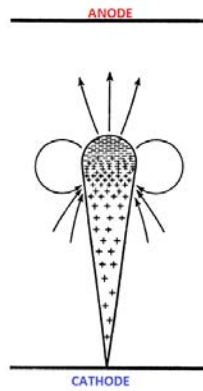


FIGURE 5.2 – D'après Meek et Craggs (1953)

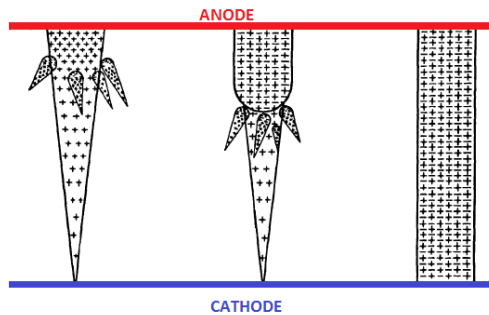


FIGURE 5.3 – D'après Meek et Craggs (1953)

phénomène. Considérons une alternance positive de tension. Lorsqu'un champ électrique suffisant est appliqué entre deux électrodes parallèles dans un gaz (le champ de claquage dans l'air est de l'ordre de 36 kV/cm), alors un électron accéléré par ce champ électrique va ioniser le gaz et les électrons produits lors de ces collisions d'électrons avec les molécules neutres vont à leur tour être accélérés par le champ électrique et ioniser le gaz, etc... Cette succession de production d'électrons est appelée avalanche électronique. Dans la littérature, la source de production des premiers électrons dans un gaz neutre résultent des radiations cosmiques. Les ions positifs produits lors des collisions d'électrons avec les molécules neutres sont plus lourds que les électrons et se déplacent plus lentement que les électrons. Dès lors, une zone de charge positive apparaît au sein de l'espace inter-électrodes tandis que les électrons, plus rapides rejoignent l'anode (figure 5.2). Un champ électrique induit par ces charges s'oppose localement au champ électrique appliqué. Lorsque les électrons ont rejoint l'anode (figure 5.3.a), les ions positifs subsistent dans l'espace inter-électrodes avec une densité plus élevée près de l'anode. De nouveaux électrons sont produits par photo-ionisation grâce aux photons émis par le gaz ionisé. Si la charge d'espace créée lors de la précédente avalanche (le champ électrique induit) atteint la valeur du champ électrique appliqué (critère de Meek), alors les électrons créés par photo-ionisation vont ioniser le gaz le long du chemin produit par la première avalanche et laisser derrière eux les nouveaux ions produits : c'est la propagation du streamer de l'anode vers la cathode (figure 5.3.b). Une fois que le streamer a atteint la cathode, un filament conducteur quasi-neutre est créé (figure 5.3.c).

Régime de décharge Dans la thèse de Jousot (2010) et Boucinha (2009), trois régimes de décharge sont distingués selon un critère visuel : les régimes spot, diffus et

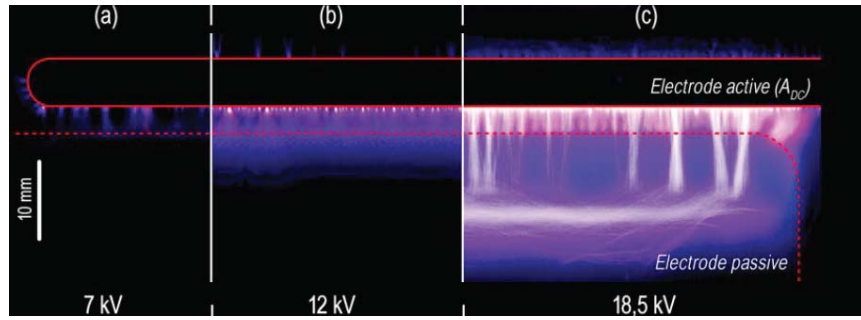


FIGURE 5.4 – D'après Boucinha (2009) : a) régime spot, b) régime diffus, c) régime filamentaire

filamentaire. La figure 5.4 extraite de la thèse de Boucinha (alimentation AC à 1 kHz d'un actionneur plasma DBD avec une distance inter-électrode de 3 mm) illustre ces trois régimes. D'après ces auteurs, le régime spot se situe près du seuil d'ionisation. Plusieurs points lumineux apparaissent : le plasma n'est pas uniforme mais localisé en ces points. Le régime diffus apparaît pour des tensions un peu plus élevées. Les points lumineux sont plus nombreux et le plasma semble plus uniforme. Enfin, le régime filamentaire est caractérisé par l'apparition de filaments très lumineux. Nos expériences se situent plutôt au début du régime diffus. En effet, rappelons ici que notre objectif est d'injecter une quantité de mouvement suffisamment faible pour ne pas modifier le profil de couche limite, contrairement aux applications habituelles de contrôle réalisées avec les actionneurs plasma.

Evolution du courant selon l'alternance de tension Le signal de courant dans un régime de décharge "streamer" est différent selon l'alternance positive ou négative de tension. Un exemple de signal de courant est présenté sur la figure 5.5 extraite de la thèse de Jousot (2010). Nous pouvons constater, au niveau de l'alternance positive, la présence de multiples pics d'amplitude plus élevées sur l'alternance positive que sur l'alternance négative. En outre, l'ionisation n'est pas présente sur la totalité de l'alternance : des phases d'extinction sont présentes sur le deuxième et quatrième quart de la période. Lorsque la tension augmente des décharges sont créées. Ces décharges déposent des particules chargées sur le diélectrique qui forment un champ électrique induit opposé au champ électrique appliqué. Au cours de l'alternance, lorsque la tension diminue, ce champ électrique induit est alors supérieur au champ électrique appliqué et la décharge ne peut pas avoir lieu, on observe alors la phase d'extinction. Jousot précise que lors de la phase active de l'alternance négative, un courant du type décharge couronne s'ajoute à la composante capacitive du courant. Cette identification d'un courant de type décharge couronne est également soulignée dans la thèse de Lagmich (2007).

La force électrohydrodynamique Le transfert de quantité de mouvement des particules chargées aux molécules neutres définit la force électrohydrodynamique. Boeuf et Pitchford (2005) proposent un modèle numérique 2D simulant la force électrohydrodynamique de la décharge à pression atmosphérique dans un gaz similaire à l'azote. Ils considèrent une expression de la force sous la forme :

$$f_E = e(n_i - n_e)E - kT_i \nabla n_i - kT_e \nabla n_e$$

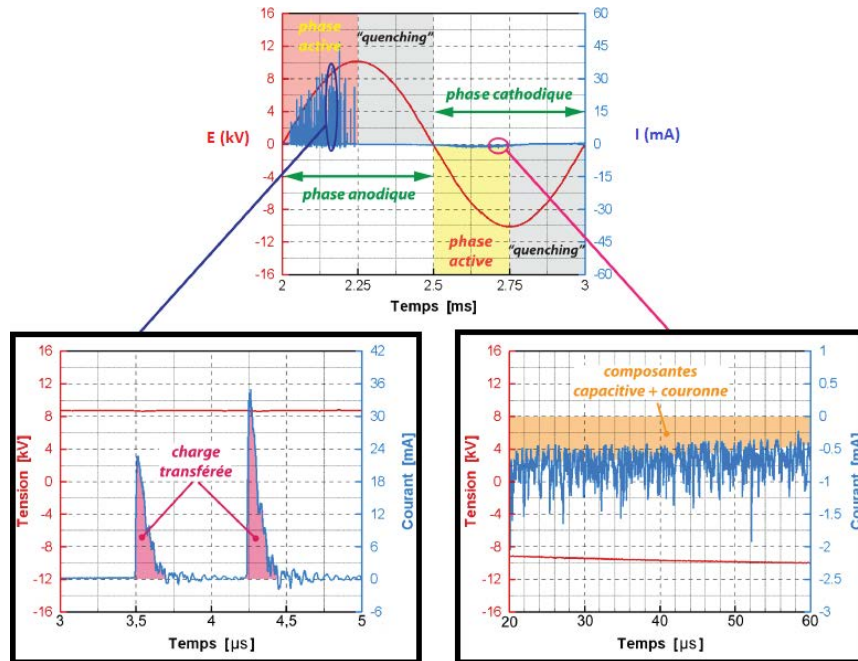


FIGURE 5.5 – D’après Jousset (2010) illustrant le signal de tension et de courant pour 10 kV et 1 kHz.

où E est le champ électrique, les indices i et e font référence aux ions et électrons respectivement, n est la densité. Leur résultats indiquent que la force EHD est principalement située dans les zones non neutres. Lorsque la tension est positive (la cathode est en dessous du diélectrique), la force EHD est concentrée dans la gaine ionique qui se propage le long de la surface du diélectrique. La force est principalement orientée parallèlement au diélectrique et de l’anode vers la cathode. En revanche, dans le cas d’une tension négative (la cathode est au-dessus du diélectrique), la force EHD est principalement orientée perpendiculairement à la surface. Boeuf *et al.* (2009) présentent des résultats numériques sur la force électrohydrodynamique, obtenus dans le cas d’une DBD surfacique avec une tension sinusoïdale appliquée dans l’air. Ils montrent que la force EHD est due aux ions positifs lors de la rampe positive de tension et aux ions négatifs lorsqu’il s’agit d’une rampe négative. La force EHD est dirigée dans la même direction pour les deux rampes de tension : de l’anode vers la cathode. L’alternance de tension dans laquelle la force EHD est la plus importante dépend de la tension et de la fréquence utilisées. A hautes fréquences et basses amplitudes de tension, le modèle proposé par les auteurs indique que les ions positifs de l’alternance positive contribuent le plus à la force EHD. En revanche, lorsque la tension est élevée et la fréquence basse, ce sont les ions négatifs de l’alternance négative qui contribuent le plus à la force EHD. A noter qu’ils observent une distribution de la force EHD différente selon l’alternance : une distribution uniforme, étendue le long du diélectrique pour la phase négative et localisée près de l’anode de manière discrète pour la phase positive. Les auteurs précisent que cette distribution en stries est liée aux impulsions de courant élevés, les streamers, pour lesquels la force EHD est pratiquement nulle puisque le canal du streamer est quasi non-neutre.

Effet de surface Nous avons vu précédemment que des charges s’accumulent sur le diélectrique durant les alternances de tension. Existe-il une dépendance du vent ionique à l’état de surface? Opaits *et al.* (2008) identifient l’importance des charges déposées sur le

diélectrique. Ils montrent que le diélectrique se charge dès la première impulsion de tension et que ces charges persistent longtemps après leur dépôt. Le champ électrique issu des charges déposées sur le diélectrique peut modifier le champ électrique appliqué entre les électrodes.

L'importance des charges déposées sur le diélectrique a également été étudiée dans Allegraud *et al.* (2007). Les auteurs proposent un scénario "d'effet collectif" pour expliquer l'existence de pics de courant particulièrement élevés lors d'une alternance positive de tension. Un phénomène de désorption par la lumière émise par le premier filament (streamer) des électrons déposés sur la surface du diélectrique lors de l'alternance négative précédente, est proposé pour expliquer l'existence de ces pics. Un pic de courant très élevé (de l'ordre de 1 A) serait associé à l'amorçage de plusieurs filaments par le premier filament créé. Toutefois, Jousot (2010) précise que cet effet collectif est identifié avec une tension sinusoïdale de fréquence 50 Hz et que généralement, dans le cadre du contrôle d'écoulement, la fréquence utilisée est autour du kHz. Jousot souligne que les amplitudes de courant observés dans le cadre du contrôle d'écoulement sont de l'ordre de 50 mA. Il est donc possible que cet effet collectif n'apparaisse pas. Nos expériences sont également réalisées avec des pics de courant autour de 50 mA.

La collision des électrons avec les molécules neutres du milieu permet la production des ions. On peut s'interroger sur l'influence des nouvelles espèces produites lors de ces différentes réactions sur le vent ionique. En outre, quelle est la modification apportée par l'ensemencement de l'écoulement à la fois sur les réactions générant des ions mais aussi sur le dépôt de charges sur la surface du diélectrique ? Plusieurs auteurs mettent en garde vis à vis de l'ensemencement utilisé qui peut modifier les mesures du vent ionique (Forte *et al.* (2007); Jousot (2010); Boucinha (2009)). En effet, si les particules d'ensemencement sont chargées, elles peuvent subir l'effet du champ électrique et la vitesse de vent mesurée peut être alors faussée. Boucinha (2009); Jousot (2010) vérifient la possible influence de l'ensemencement sur les mesures de vitesse de vent ionique. Jousot montre que le profil de vitesse mesuré par LDV avec un ensemencement de gouttelettes d'huile d'olive est similaire à celui mesuré avec un tube de pression d'arrêt révélant ainsi que l'ensemencement par gouttelettes d'huile d'olive est adapté. Boucinha (2009) montre une différence dans les mesures entre un ensemencement avec de l'huile d'olive et de la fumée d'encens et choisit d'utiliser l'huile d'olive. Dans nos expériences, nous utilisons de la fumée de spectacle qui contient du glycérol. Nous avons conscience que cet ensemencement n'est pas le plus adapté étant donné le caractère aqueux du produit utilisé mais notre dispositif expérimental n'est pas conçu pour permettre un accès total aux différentes parties qui le constitue en vue de le nettoyer. L'ensemencement à l'huile d'olive n'a donc pas été retenu. Pour les expériences PIV, nous utilisons du DEHS.

Effet de l'encapsulation d'électrode Deux configurations de l'actionneur DBD "standards" peuvent être envisagées : l'une laissant apparente l'électrode de masse, l'autre encapsulant cette électrode, comme illustré sur la figure 5.6.

Laurentie *et al.* (2009) étudient l'effet de l'encapsulation d'électrode par de la résine epoxy. Ils montrent qu'encapsuler l'électrode de masse permet de diviser par deux la puissance électrique consommée définie par $P_{elec} = \frac{1}{T} \int E(t) \cdot I(t) dt$. En revanche, la puissance mécanique, que nous verrons ultérieurement, est légèrement inférieure à celle obtenue sans encapsulement de l'électrode de masse. Toutefois, l'efficacité électromécanique, définie par le rapport entre la puissance mécanique et la puissance électrique, est augmentée par rapport à la configuration sans encapsulement. Les auteurs

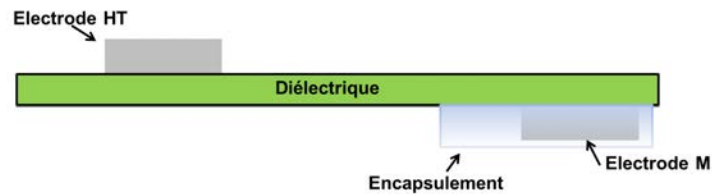


FIGURE 5.6 – Schéma d'un actionneur plasma DBD surfacique avec encapsulement de l'électrode de masse

observent également que le maximum de vent ionique est plus fort du côté de l'électrode haute-tension que du côté de l'électrode de masse.

Optimisation de l'actionneur plasma Dans le cadre du contrôle d'écoulement en boucle ouverte, l'actionneur plasma DBD est souvent utilisé sur des écoulements sur plaque plane ou encore sur les profils d'aile d'avion en vue de modifier la transition laminaire-turbulente de la couche limite. Les écoulements concernés ont des vitesses très élevées et donc une vitesse de vent ionique suffisante doit être produite pour pouvoir perturber l'écoulement contrairement à notre objectif qui nécessite une faible vitesse du vent ionique pour réaliser un contrôle en boucle fermée. Plusieurs études dans la littérature ont pour but d'augmenter la vitesse de vent ionique. Parmi les paramètres de l'actionneur, la nature du diélectrique, son épaisseur, la distance inter-électrode ou encore la forme du signal de tension sont des caractéristiques étudiées pour optimiser la vitesse de vent ionique. Les travaux de Jolibois et Moreau (2009) montrent l'influence de l'épaisseur du diélectrique, de la forme du signal et de la rampe de tension sur les caractéristiques électriques et mécaniques du vent ionique. Parmi leurs résultats, on peut relever une augmentation du vent ionique avec la tension appliquée. Ils montrent également que le maximum de vitesse de vent est indépendant de l'épaisseur du diélectrique et dépend seulement de la puissance électrique, avant d'atteindre une saturation. Toutefois, l'aire définie par le profil de vitesse est plus grande lorsque l'épaisseur du diélectrique est plus élevée et l'efficacité électromécanique augmente lorsque l'épaisseur du diélectrique augmente. L'analyse de différentes rampes de tension, de formes sinusoïdale à carrée montre qu'à puissance électrique fixée, plus la rampe est raide et plus le maximum de vitesse diminue. Forte *et al.* (2007) réalisent une étude paramétrique des effets de la géométrie, de la nature du diélectrique et des paramètres électriques sur le vent ionique produit. Ils montrent notamment que la distance inter-électrodes influe sur le maximum de vitesse de vent ionique dont la localisation est située à l'extrémité du plasma et généralement en $y = 0.5$ mm. Plus l'espace inter-électrodes diminue et plus le maximum de vitesse diminue. En outre, ce maximum de vitesse augmente asymptotiquement avec la fréquence et la largeur de l'électrode de masse.

L'actionneur DBD et ses configurations L'un des avantages des actionneurs plasma DBD est la possibilité de créer de multiples configurations selon la forme des électrodes, leur disposition relative ou encore leur nombre. Parmi toutes les configurations d'actionneur DBD autres que la configuration "standard" présentée précédemment, on peut citer la configuration à décharge glissante. Cette configuration à trois électrodes permet, selon la polarité et la valeur de la tension continue appliquée sur deux des trois

électrodes, d'élargir la zone de plasma ou d'augmenter le vent ionique sans modification de la puissance électrique (Louste *et al.* (2005), Moreau (2007), Moreau *et al.* (2008)). La configuration micro-jet directionnel a également été utilisée. Dans les travaux de Bénard *et al.* (2008), un micro-jet plan est réalisé à l'aide de deux électrodes haute-tension et deux électrodes de masse. Les auteurs montrent qu'en alimentant différemment les deux électrodes haute-tension, l'orientation du jet produit perpendiculairement à la surface peut atteindre un angle de 20° sans perdre en puissance électrique. Plusieurs formes d'électrodes ont été étudiées. On peut citer la forme en dents de scie étudiée récemment par Jousset *et al.* (2013) mettant en évidence un vent ionique 3D avec une composante de vitesse longitudinale supérieure à celle obtenue dans une configuration de DBD standard. Une configuration d'électrode annulaire utilisée par Santhanakrishnan et Jacob (2007) permet de générer un vent localisé, comme un jet perpendiculaire à la surface.

5.1.2 Caractérisation de l'actionneur plasma DBD et implémentation sur le banc expérimental

Nous utilisons un actionneur plasma DBD constitué de deux électrodes réparties de part et d'autre du diélectrique. Yamouni *et al.* (2013b) montrent que la zone sensible au forçage, d'un écoulement de cavité forcé par un cylindre perpendiculaire au bord amont de la cavité, se situe en amont de cette cavité avec toutefois une petite zone non propice où la fréquence de l'allée de Von Karman n'est pas observée. Dans notre étude, l'actionneur est donc placé en amont de la cavité. Dans cette partie, deux configurations de l'actionneur sont considérées. La première, référencée par C1, est constituée de deux électrodes en aluminium adhésif de largeur $l_e = 10$ mm et une longueur $L_e \approx 250$ mm avec des bords arrondis afin d'éviter la création d'arc. Le diélectrique est une plaque de verre de 2 mm d'épaisseur et l'électrode de masse est encapsulée à l'aide de kapton adhésif. La deuxième, référencée par C2, est constituée de deux électrodes de cuivre de 10 mm de large sur 220 mm de longueur soudées aux câbles HT. La surface de la soudure est polie afin de ne pas perturber l'écoulement extérieur. La distance inter-électrode vaut $d = 0$ mm et l'encapsulation de l'électrode de masse est réalisée avec de l'araldite. L'actionneur plasma DBD est situé à 3 mm du bord amont de la cavité. Le diélectrique est de la fibre de verre dans de la résine époxy de 2 mm d'épaisseur. Pour ces deux configurations, l'électrode de masse est encapsulée. En effet, le vent ionique nécessaire à la réalisation de nos expériences n'est à produire que d'un côté du diélectrique. Par ailleurs, les résultats dans la littérature révèlent une diminution d'un facteur deux de la puissance électrique consommée lorsque l'électrode de masse est encapsulée. Dans une optique de contrôle d'écoulement à faible consommation énergétique, encapsuler l'électrode de masse est donc plus adaptée.

Dispositif de l'actionneur plasma DBD

Notre système est composé d'une alimentation GBF AGILENT, reliée à un amplificateur de puissance PEAVEY (2040 W). La sortie de l'amplificateur est reliée à une bobine automobile. Le circuit secondaire de la bobine est relié aux électrodes haute-tension et de masse. Le circuit électrique du système est représenté sur la figure 5.7. La résistance des câbles est représentée sur le schéma par R_c . Le diélectrique de l'actionneur plasma DBD agit comme un condensateur. Il est représenté par une capacité sur le schéma électrique.

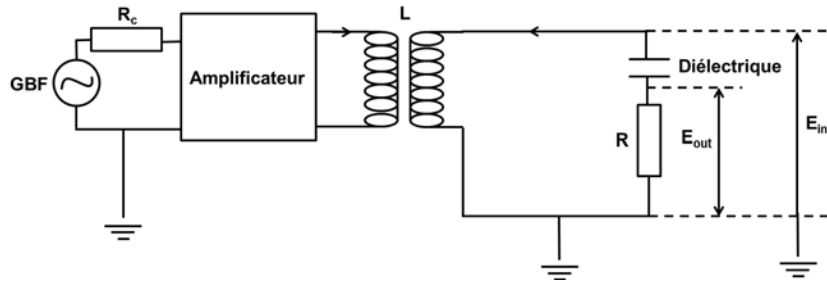


FIGURE 5.7 – Schéma du circuit électrique du système actionneur plasma.

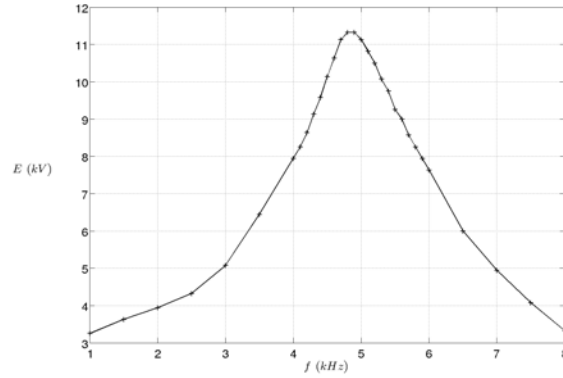


FIGURE 5.8 – Courbe de résonance du système pour un signal sinusoïdal pulsé à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20$ Hz, $l_e = 5$ mm, $d = 2$ mm.

La mesure de l'intensité du courant de décharge est réalisée à l'aide d'une résistance de 25Ω (E_{out} sur le schéma). La haute-tension est mesurée à l'aide d'une sonde DMM'S-PR-28A qui divise par un facteur 1000 la tension mesurée. La fréquence de la porteuse du signal de tension est fixée par la fréquence de résonance du système $f_{res} = 4.95$ kHz, déterminée en réalisant une rampe de tension (figure 5.8). La génération d'une haute tension d'environ 10 kV par un circuit RLC résonant est une technique facile à mettre en oeuvre et économique. Cependant, par rapport aux alimentations HT dédiées, on perd l'indépendance entre les deux paramètres fréquence et amplitude. La fréquence étant fixée par la condition de résonance, on module l'intensité de l'action en ajustant le nombre de cycle de la porteuse excité par période du cycle de contrôle (figure 5.9).

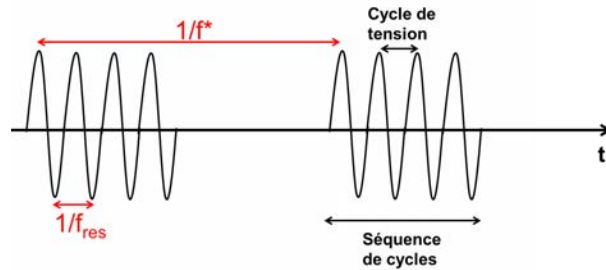


FIGURE 5.9 – Schéma du signal pulsé

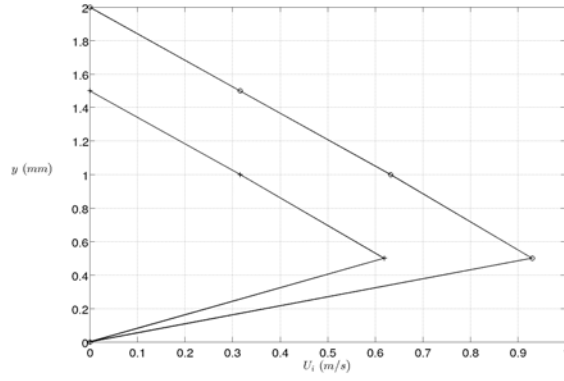


FIGURE 5.10 – Profil de vitesse de vent ionique pour $d = 0$ (+) et 2 mm (o).

Profil de vent ionique

Afin d'identifier le profil de vent ionique, des mesures de vitesse ont été réalisées à partir de la configuration C1, à l'aide d'un tube de Pitot en verre de 1 mm de diamètre externe relié à un micromanomètre. Les expériences sont réalisées dans un premier temps sans écoulement extérieur. Le profil de vitesse selon y pour un signal sinusoïdal pulsé de la haute-tension, avec $l_e = 10$ mm, est présenté sur la figure 5.10 pour deux distances inter-électrode d . Le signal pulsé est un signal discontinu. La fréquence de la porteuse est imposée par la résonance du système f_{res} . L'amplitude du signal est non nulle pendant un nombre de cycles de la haute-tension imposé. Cette séquence de cycles est répétée à une fréquence modulante f^* que nous choisissons. Dans le cas que nous présentons, la fréquence modulante vaut $f^* = 20$ Hz. La séquence de cycle est ici définie sur une période de 15% de la fréquence modulante, ce qui correspond à 38 cycles de tension à 5 kHz (voir figure 5.9).

N'ayant pas disposé d'une sonde haute-tension lors de cette expérience, nous ne donnons ici qu'une estimation de l'amplitude appliquée, de l'ordre de 12 kV crête à crête soit 6 kV en amplitude. Dans la suite du manuscrit, c'est la valeur de l'amplitude de haute-tension du signal alternatif qui sera donnée comme référence. La vitesse de vent est mesurée à l'extrémité amont de l'électrode de masse. Nous observons la création d'un profil de vent ionique en proche paroi avec une vitesse maximale autour de $y = 0.5$ mm. On observe également une diminution du vent lorsque l'écart entre les électrodes décroît, conformément aux résultats dans la littérature. Afin de générer une faible perturbation de l'écoulement, les distances inter-électrodes utilisées dans cette thèse sont $d = 0$ et $d = -1$ mm.

Une extinction progressive du plasma au cours du temps a également été observée, en particulier dans le régime continu de tension (tension alternative ni pulsée ni modulée). Lors de cette extinction progressive, une diminution de la vitesse de vent ionique mesurée ainsi qu'une décroissance de la haute-tension sont observées. Cette extinction progressive du vent ionique est supposée être liée à la qualité des contacts, qui sont suspectés de modifier le dépôt de charges sur le diélectrique et à terme d'écranter le champ électrique appliqué. En effet, différents travaux ont montré l'importance des charges déposées sur le diélectrique dans l'amorçage des décharges successives. Si les contacts entre les câbles haute-tension (HT) et les électrodes ne sont pas correctement réalisés (typiquement un décollement de l'électrode) alors des charges peuvent s'accumuler près de ces points de

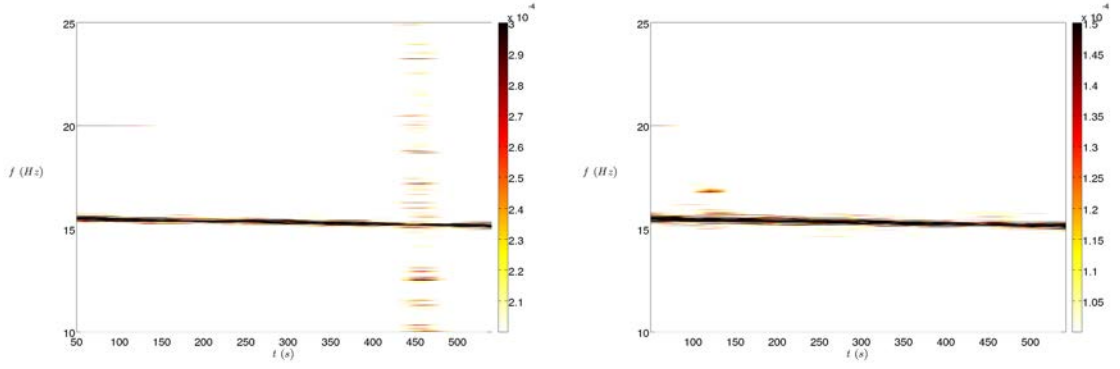


FIGURE 5.11 – Spectrogrammes avec une fenêtre glissante de 10 s pour une expérience de 60 s avec $f^* = 20$ Hz : a) mesure de vitesse par LDV à l'amont ($x = 0$ mm, $y = 1$ mm et $z = 0$ mm), b) mesure de pression à l'aval ($x = 99$ mm, $y = -2$ mm et $z = 0$ mm).

contacts. Le dispositif a donc été modifié afin de contrôler la qualité des contacts : il s'agit de la configuration C2.

Dans la suite de cette partie, l'ensemble des résultats produits ont été réalisés avec la configuration C2. Sous un écoulement extérieur, une extinction progressive du plasma et du vent ionique produit est de nouveau observée. L'accumulation de charges sur le diélectrique peut être une cause possible de cette extinction. Afin de palier à ce dysfonctionnement, l'électrode haute-tension est nettoyée à l'éthanol. Une amélioration de courte durée est observée. Les expériences de forçage ont toutes été réalisées avec ce dispositif avec un nettoyage de l'électrode lorsque des extinctions apparaissent. Toutefois, après un certain nombre d'expériences répétées, le nettoyage à l'éthanol de l'électrode ne permet plus de retrouver une configuration fonctionnelle. Aussi, les expériences de contrôle présentées dans la section 5.3 ont été réalisées avec un autre dispositif qui sera présenté ultérieurement. Dans les expériences de forçage et de contrôle, une mesure de la dynamique à l'aval de la cavité permet d'identifier la réponse de l'écoulement. Bien que l'actionneur plasma soit placé à l'amont de la cavité, l'extinction progressive du vent ionique est identifiable également à l'aval de la cavité, comme illustré sur la figure 5.11 pour $f^* = 20$ Hz où l'extinction du vent ionique apparaît à $t = 120$ s. Sur cette figure, on observe également la fréquence fondamentale de l'écoulement à $f = 15.5$ Hz. La valeur de cette fréquence décroît légèrement au cours du temps ce qui révèle une légère "dérive" de la soufflerie.

Intéressons nous maintenant aux profils de vitesse obtenus sous écoulement extérieur. Des profils de vitesse sont réalisés dans les directions longitudinale (x) et verticale (y) à partir de mesures LDV (figure 5.12). Les deux profils de vitesse selon y , forcé et non forcé sont similaires révélant ainsi la possibilité d'injecter très peu d'énergie dans le système. En présence de forçage, l'écart-type augmente près de la paroi ce qui confirme que le vent ionique perturbe l'écoulement essentiellement en proche paroi.

A partir du profil de vitesse de vent ionique, obtenu par soustraction des profils de vitesse d'écoulement forcé et non forcé, il est possible de déterminer la puissance mécanique produite (figure 5.13). Nous choisissons de définir la puissance mécanique comme Moreau (2007) : $P_{mec} = \frac{1}{2}\rho L \int U_v^3(y)dy$ où U_v correspond à la vitesse de vent ionique. A noter qu'une "dérive" de la soufflerie a été observée lors de ces expériences, responsable d'une diminution de la vitesse extérieure de 15%. De fait, nous ne pouvons donner ici qu'une estimation de la puissance mécanique. Celle-ci est de l'ordre de 4×10^{-7} W.

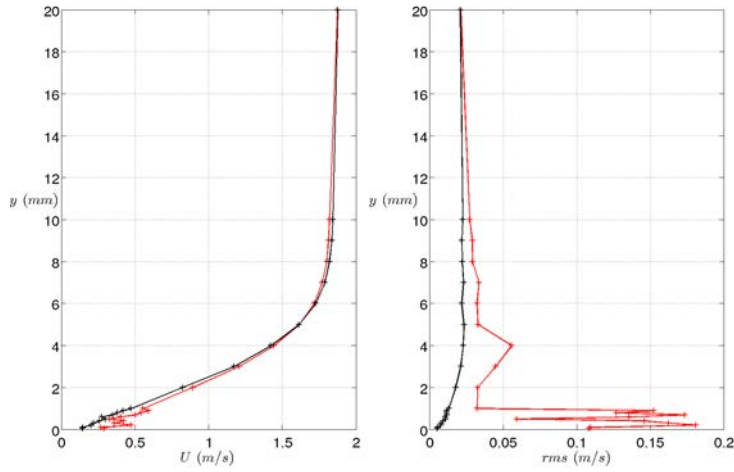


FIGURE 5.12 – Analyse de l'écoulement forcé (en rouge) et non forcé (en noir) selon y , $f_p = 2.95$ kHz, $f^* = 20$ Hz, en $x = 0$ mm et $z = 0$ mm : a) Profil de vitesse, b) écart-type des fluctuations de vitesse.

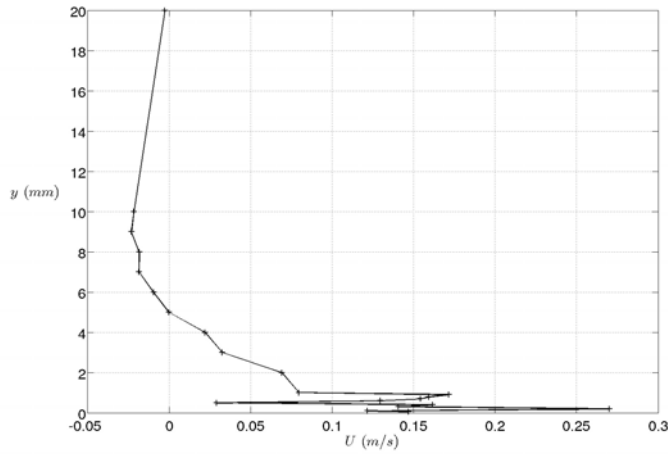


FIGURE 5.13 – Profil de vent ionique

L'évolution du profil de vitesse dans la direction longitudinale (selon x) est représentée sur la figure 5.14. Pour $y = 0.5$ mm, on observe que la vitesse de l'écoulement forcé est supérieure à celle de l'écoulement naturel. La vitesse de vent ionique augmente avec x (figure 5.15). L'écart-type augmente également avec x . Ce résultat est en accord avec ceux dans la littérature qui montrent une augmentation de la vitesse du vent ionique avec l'extension du plasma donc ici dans la direction longitudinale x .

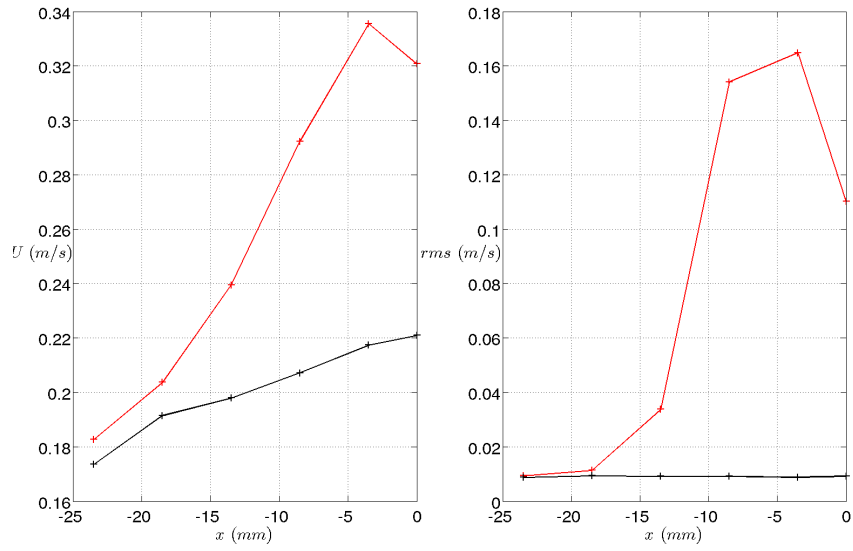


FIGURE 5.14 – Profil de vitesse sous écoulement extérieur à $Re_D = 5\,330$ avec une amplitude de tension sinusoïdale imposée à 900 mV , modulée avec une séquence de cycles de tension à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20\text{ Hz}$, en $y = 0.5\text{ mm}$ et $z = 0\text{ mm}$. L'écoulement forcé est représenté en rouge et le naturel en noir : a) Profil de vitesse b) écart-type.

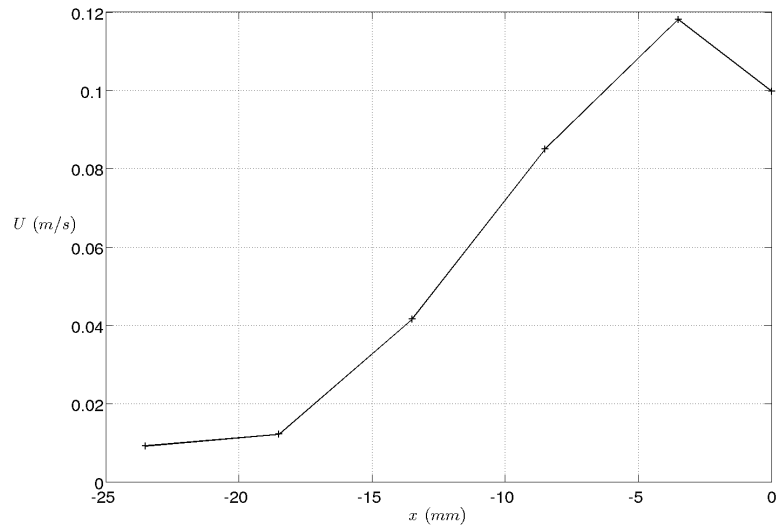


FIGURE 5.15 – Evolution de la vitesse de vent ionique selon x en $y = 0\text{ mm}$ et $z = 0\text{ mm}$ pour $Re_D = 5\,330$ avec une amplitude de tension sinusoïdale imposée à 900 mV , modulée avec une séquence de cycles de tension à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20\text{ Hz}$.

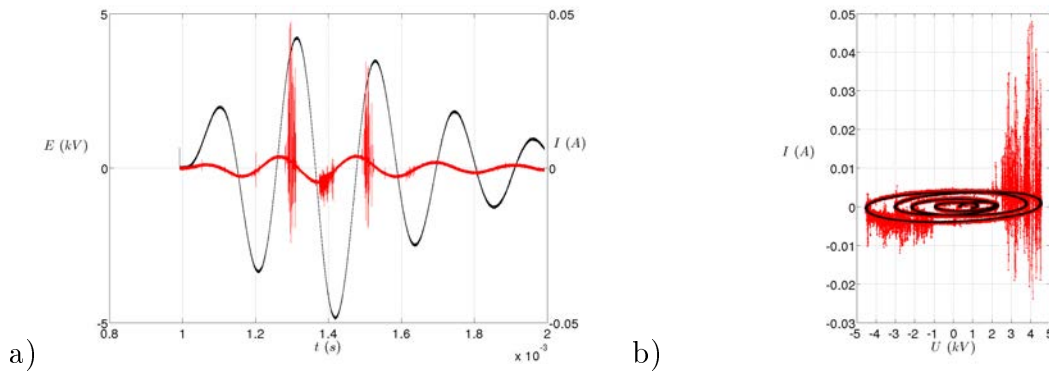


FIGURE 5.16 – Séquence de deux cycles de tension (en noir) et de courant (en rouge) pour $f_p = 4.9$ kHz, $f^* = 19$ Hz à 4.6 kV : a) évolution au cours du temps, b) courbe de Lissajous.

Caractéristiques électriques

Un exemple de profil de tension et de courant au cours d'une séquence de cycles de tension est présenté sur la figure 5.16 pour une tension de 4.6 kV, une fréquence de la porteuse $f_p = 4.9$ kHz et une séquence de deux cycles de tension répétée tous les 19 Hz ($f^* = 19$ Hz). La résolution temporelle du signal est $dt = 5 \times 10^{-9}$ s. Bien que nous imposions deux cycles de tension, quatre cycles apparaissent. En outre, l'amplitude de tension pour chaque cycle est différente révélant un transitoire en amplitude de tension. Dans la suite du manuscrit, la haute-tension est définie comme le maximum d'amplitude au cours d'une séquence de cycles, crête à crête puis divisé par deux. La courbe de Lissajous révèle une forme en spirale. Chaque spirale est un cycle de la haute-tension étudiée (4 sur la figure 5.16).

L'alternance positive de tension présente de multiples pics de courant dans la phase croissante de l'alternance. La phase décroissante ne présente pas de pics (phase d'extinction associée à une trop faible tension par rapport au champ électrique induit par les charges). L'alternance négative de tension présente des pics de courant dont l'intensité est plus faible que celle des pics de l'alternance positive. On retrouve les résultats présentés dans la littérature où l'alternance positive est composée de streamers (impulsions de courant élevées) entrecoupés de phases à bas courant et une alternance négative constituée d'une décharge à bas courant. Afin de mieux visualiser l'évolution du courant, un zoom sur une impulsion de courant est présenté sur la figure 5.17.a. Des pics positifs comme négatifs apparaissent dans l'alternance positive de tension (figure 5.17.a). Selon Moreau (2007), les pics d'intensité sont positifs lors de l'alternance positive et négatifs lors de l'alternance négative. Sur la figure 5.17.a), on observe un phénomène de Gibbs qui résulte de la discontinuité engendré par les impulsions hautes fréquences du courant. Ainsi, cette apparition de pics négatifs lors de l'alternance positive est liée au matériel. Il en est de même pour les pics positifs identifiés lors de l'alternance négative. Afin de calculer la puissance électrique consommée par le dispositif DBD, l'extraction de la porteuse du signal est réalisée à l'aide d'un filtre FIR Savitzky-Golay permettant la soustraction de la composante capacitive du système (figure 5.17.b)

Ce faisant, la puissance électrique du système par unité de cycle de tension, estimée par $P_{elec} = \int (E I - E_p I_p) dt$, avec E_p la tension et I_p l'intensité de la porteuse, vaut 5×10^{-5} W soit une énergie de 5×10^{-8} mJ sur ce cas.

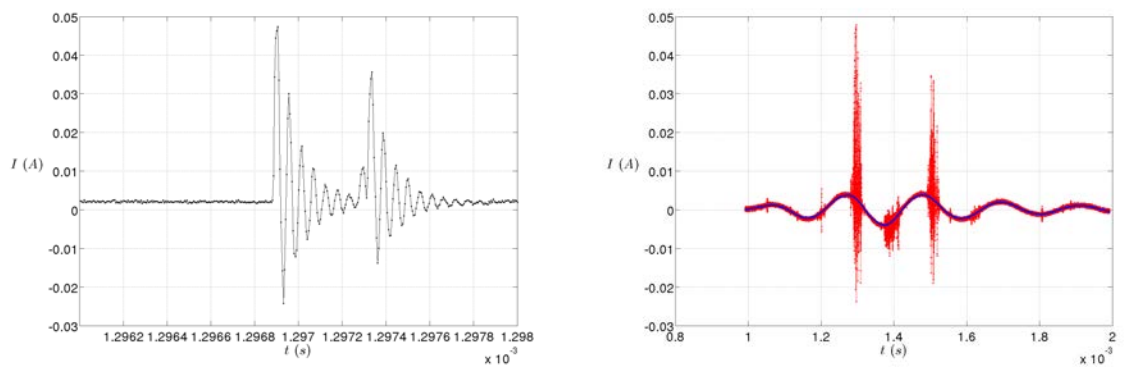


FIGURE 5.17 – Signal de courant au cours d’une séquence de cycles de tension pour $f_p = 4.9$ kHz, $f^* = 19$ Hz à 4.6 kV : a) zoom de l’évolution du courant, b) ajustement de la porteuse par le filtre Stavitzky-Golay avec une fenêtre correspondant à 1/4 de la période.

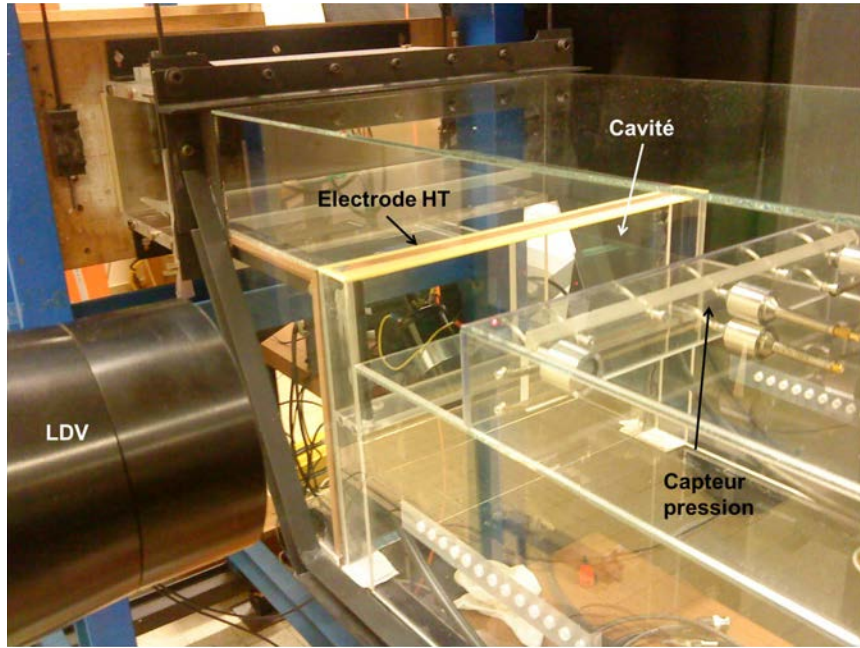


FIGURE 5.18 – Photographie du dispositif de cavité avec l'actionneur plasma DBD en amont et le capteur de pression en aval (intégré dans la marche aval de la cavité).

5.2 Forçage de la couche cisailée

Dans cette partie du chapitre, nous nous intéressons au forçage de la couche cisailée.

La dynamique périodique de la couche cisailée peut être modélisée par un système d'oscillateurs non-linéaires. Le forçage constitue un oscillateur externe imposé au système. Généralement, ces oscillateurs oscillent à des fréquences différentes et incommensurables. La dynamique résultant est quasi-périodique. Toutefois, par couplage, ces oscillateurs peuvent se synchroniser (Abarbanel *et al.* (1993), Chiffaudel et Fauve (1987)). Dès lors, un glissement de la fréquence du système se produit et le rapport des fréquences devient commensurable. La dynamique passe de quasi-périodique à périodique et le régime est accroché. Plus le rapport des fréquences est éloigné d'un nombre rationnel simple ($1 : 1$, $1 : 2$, etc), plus l'accrochage est difficile. Dès lors, il faut une amplitude de forçage plus élevée pour réaliser l'accrochage. Ainsi, la plage d'accrochage s'élargit dans l'espace des paramètres (A_{f^*}, f^*) où A_{f^*} est l'amplitude du forçage et f^* la fréquence de forçage. Cette plage d'accrochage forme une sorte de langue, appelée langue d'Arnold. Pour des amplitudes de forçage élevées, la fréquence naturelle peut parfois disparaître : on parle alors de dynamique forcée (Chiffaudel et Fauve (1987), D'Adamo *et al.* (2011)).

Les expériences présentées ci-après sont réalisées sur la configuration de la cavité $S/D = 6$, $L/D = 2$ et $Re_D = 5\,200$. Dans un premier temps, nous décrivons l'écoulement naturel. Puis, nous analysons les modifications apportées sur la dynamique par différentes fréquences de forçage. Le dispositif utilisé pour les expériences de forçage est présenté sur la figure 5.18. L'actionneur utilisé correspond à la configuration C2 (voir section précédente).

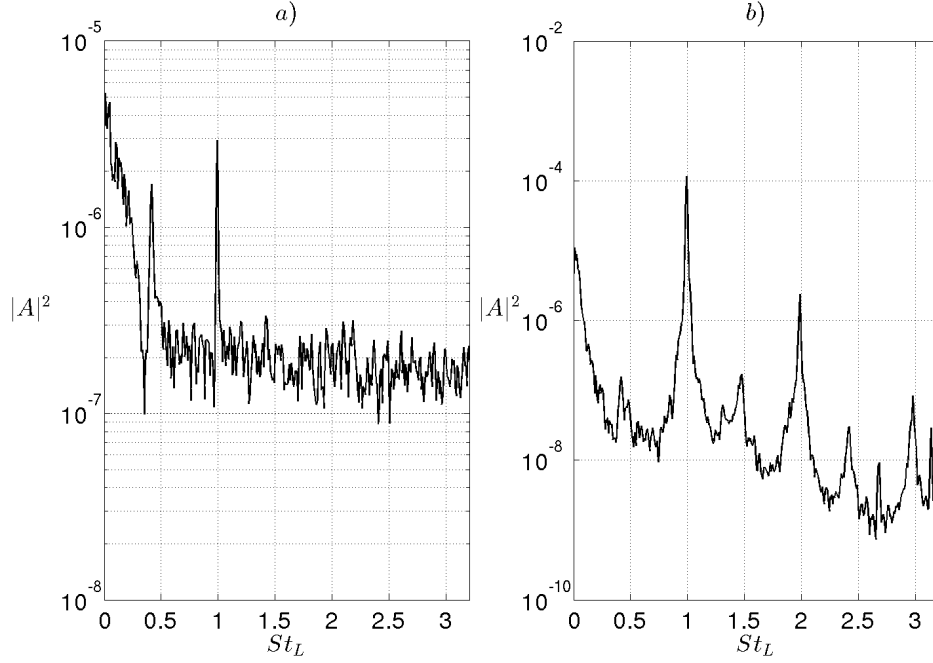


FIGURE 5.19 – Spectre de l'écoulement naturel : a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

5.2.1 Dynamique de l'écoulement naturel

Dans cette partie, nous décrivons la dynamique de l'écoulement naturel à partir duquel les expériences de forçage seront réalisées. Nous utilisons une mesure synchronisée de l'action à l'amont de la cavité (LDV en $x/L = -0.085$, $y/D = 0.015$ et $z/S = 0.095$) avec une mesure de la réponse de l'écoulement à l'aval de la cavité (capteur pression en $x/L = 1$, $y/D = -0.04$ et $z/S = 0$). La LDV mesure la composante U_x du champ de vitesse avec une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de 400 Hz et l'appareil SIGLAB mesure le signal de pression avec une fréquence d'échantillonnage fixée à 5 120 Hz. Les spectres du signal de vitesse et du signal de pression (voir chapitre 2) de l'écoulement naturel sont présentés sur la figure 5.19. La fréquence naturelle de l'écoulement f_a est associée à un mode 2 de la couche cisailée ($St_L = 1$, $f_a = 15.5$ Hz) dans les deux spectres. Deux pics décalés associés à $St_L = 0.48$ et $St_L = 1.48$ apparaissent également. Afin de pouvoir comparer les signaux de vitesse et de pression, le signal de vitesse est sur-échantillonné à la fréquence d'échantillonnage du signal de pression par une interpolation linéaire. La corrélation temporelle des deux signaux est définie par :

$$C = \frac{|P_{up}|^2}{P_{uu} \cdot P_{pp}}$$

avec u le signal d'entrée, ici la mesure de vitesse et p le signal de sortie, la mesure de pression, P_{uu} et P_{pp} étant les densités spectrales de puissance associées à u et p respectivement et P_{up} la densité spectrale de puissance croisée. La corrélation permet d'identifier les fréquences communes aux deux spectres (figure 5.20). Le calcul des densités spectrales de puissance est réalisé à l'aide de la méthode de Welch. La taille de fenêtre est basée sur un temps de 7 s soit une résolution fréquentielle de 0,14 Hz avec un recouvrement des fenêtres de 96% sans sur-échantillonnage. Le résultat met en exergue

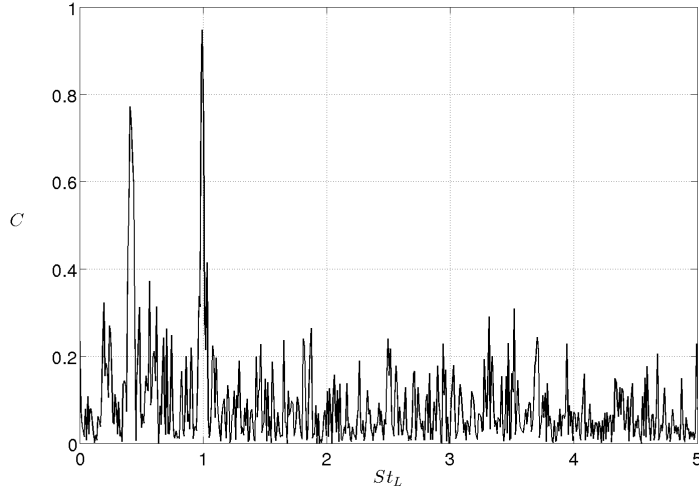


FIGURE 5.20 – Corrélation des signaux de vitesse et de pression pour l'écoulement naturel.

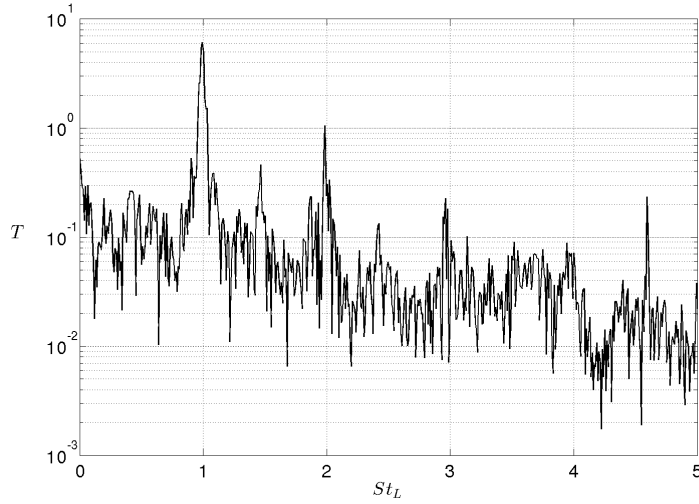


FIGURE 5.21 – Fonction de transfert de l'écoulement naturel (non forcé).

une forte corrélation des fréquences associées à $St_L = 1$ ainsi qu'à $St_L = 0.42$ entre l'amont et l'aval de la cavité.

La fonction de transfert entre l'entrée et la sortie est définie par :

$$T = \frac{P_{pu}}{P_{uu}},$$

elle est illustrée sur la figure 5.21. Les réglages de la méthode Welch sont les mêmes que ceux utilisés pour la corrélation des signaux. La fonction de transfert est établie à partir de signaux de différente nature, l'un correspondant à la vitesse et l'autre à la pression. De ce fait, nous ne pouvons pas identifier le véritable gain de la couche cisailée. Cependant, nous le donnons pour certaines fréquences à titre de comparaison relative uniquement. Comme attendu, la fréquence la plus amplifiée correspond à la fréquence naturelle de l'écoulement à $St_L = 1$ (gain de 6.1). La fréquence associée à $St_L = 0.40$ identifiée précédemment dans les spectres de vitesse et de pression ainsi que dans la corrélation des deux signaux, apparaît avec un faible gain (0.26). Une autre fréquence apparaît, associée

à $St_L = 1.47$ (gain 0.46).

5.2.2 Dynamique de l'écoulement forcé

Une cartographie de la réponse de l'écoulement, en fonction de la fréquence de forçage utilisée, pour une amplitude de forçage constante ($E_{GBF} = 400$ mV avec 2 cycles de tension imposée, voir section 5.1.2 et figure 5.44) est présentée sur la figure 5.22. Cette cartographie a été obtenue à l'aide de spectres issus du signal de pression situé à l'aval de la cavité ($x/L = 1$, $y/D = -0.04$ et $z/S = 0$). L'axe des abscisses représente la fréquence de forçage f^* en unité de la fréquence f_a . La méthode de Welch a été utilisée avec une fenêtre glissante de 15 s, un recouvrement des fenêtres de 90% et les données ne sont pas sur-échantillonnées. Faute d'avoir une sonde haute-tension lors de ces expériences, nous ne pouvons donner ici qu'une estimation de la tension appliquée. L'objectif étant d'injecter très peu d'énergie dans le système, la valeur de la tension est proche du seuil d'ionisation, comprise entre 4 et 6 kV. On remarque que la fréquence naturelle de la dynamique et son harmonique sont supprimées lorsque les oscillations de la couche cisailée sont à la fréquence de forçage f^* . Deux plages d'accrochage sont identifiables, l'une pour $1 \leq St_L(f^*) \leq 1.3$ et l'autre pour $0.6 \leq St_L(f^*) \leq 0.7$. Les fréquences de forçage proches de la fréquence naturelle de l'écoulement sont amplifiées par la couche cisailée et sont dominantes en amplitude par rapport à f_a pour l'énergie utilisée. Le régime accroché est représenté par la pente 1 où la réponse en fréquence de l'écoulement est associée à la fréquence de forçage f^* . En revanche, les fréquences de forçage $0.6 \leq St_L(f^*) \leq 0.7$ sont trop éloignées en fréquence de f_a et sont donc peu amplifiées. Sur cette plage de fréquence de forçage, c'est l'harmonique de f^* qui est la plus amplifiée et à laquelle répond l'écoulement (pente 2, $f_{rep} = 2 f^*$).

Intéressons nous plus particulièrement à la dynamique produite par cinq fréquences de forçage : $f^* = f_a$, $1.29 f_a$ (20 Hz), $1.48 f_a$ (23 Hz), $4 f_a$ (62 Hz) et 90 Hz. Des mesures PIV 2D-2C sont réalisées dans un plan vertical situé en $z/S = 0.22$. La caméra est une DALSA GENIE HM 1024 de résolution 1024×778 pixels. Les lasers utilisés sont des ND-YAG pulsés de 30 mJ de puissance et le temps entre les tirs lasers est $\delta t = 1.7$ ms. Nous réalisons six moyennes de phase réparties sur la période du forçage. Les phases auxquelles les moyennes sont calculées sont $\phi_n = n\pi/3$ avec $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$. L'enclenchement du forçage est décalé d'un temps correspondant à la phase désirée (ϕ_n) par rapport au temps associé au champ PIV mesuré. Le chronogramme de la figure 5.23 illustre ce principe pour la phase $n = 1$ du forçage à $f^* = f_a$.

Dans un premier temps, nous voulons vérifier que l'énergie utilisée pour perturber l'écoulement est suffisamment faible pour ne pas modifier le profil de la couche limite à l'amont de la cavité. Les profils moyens de couche limite à l'amont de la cavité sont représentés sur la figure 5.24 pour les différentes fréquences de forçage. Les profils de vitesse moyens des expériences de forçage sont similaires au profil de vitesse de l'écoulement naturel. La perturbation imposée par l'actionneur est donc suffisamment faible pour ne pas avoir modifié le profil de la couche limite. Toutefois, la vitesse extérieure est légèrement supérieure pour les forçages à haute-fréquence et à 20 Hz (figures 5.24.c,d,e). Sur une période du cycle naturel des oscillations de la couche cisailée, un forçage haute-fréquence injecte plus souvent de l'énergie qu'un forçage "basse" fréquence. Dès lors, l'écoulement est en moyenne plus perturbé, ce qui se traduit par une accélération des vitesses le long du profil de couche limite.

La composante du champ de vitesse $U_y(x, y)$ aux différentes fréquences de forçage est

f^*	f_a	$\approx 1.5 f_a$	$\approx 1.3 f_a$
$\lambda \text{ (m)}$	0.048 ± 0.005	0.032 ± 0.001	0.037 ± 0.002

TABLE 5.1 – Longueur d’onde pour $f^* = f_a$, $\approx 1.5 f_a$ et $\approx 1.3 f_a$. La longueur d’onde de l’écoulement naturel est $\lambda = 0.05 \text{ m}$.

représentée sur la figure 5.25. Pour les fréquences de forçage $f^* = f_a$, $f^* \approx 1.3 f_a$, $f^* \approx 1.5 f_a$, on observe une amplification des structures de Kelvin-Helmholtz dans le plan affleurant. La longueur d’onde des structures correspond à un mode 2 ($St_L = 1$) pour $f^* = f_a$ et un mode 3 ($St_L = 1.46$) pour $f^* \approx 1.5 f_a$. Afin d’identifier avec précision la longueur d’onde des structures, un ajustement de l’évolution de U_y selon x en $y = 0$, sous la forme $U_{yi} = a_1 + a_2 e^{a_3 x} \cos(\frac{2\pi x}{\lambda} + a_4)$ où a_3 est l’amplification et a_4 la phase, est réalisé pour les trois fréquences de forçage ($f^* = f_a$, $f^* \approx 1.3 f_a$, $f^* \approx 1.5 f_a$). Un exemple est représenté sur la figure 5.26 pour la phase $\phi = 5\pi/3 = 0.054 \text{ s}$ à $f^* = f_a$. La moyenne des longueurs d’onde de chaque moyenne de phase pour chaque fréquence de forçage est répertoriée dans le tableau 5.1. On constate que la longueur d’onde pour $f^* = f_a$ est $\lambda = 0.048 \text{ m}$, caractéristique d’un mode 2 de la couche cisailée. Pour $f^* \approx 1.5 f_a$, la longueur d’onde est caractéristique d’un mode 3. La longueur d’onde pour $f^* \approx 1.3 f_a$ est de 0.037 m soit approximativement $1.29 \lambda_a$.

Les oscillations de la couche cisailée ont pu être modifiées par les fréquences de forçage sans modifier le profil moyen de couche limite à l’amont de la cavité. Qu’en est-il de la dynamique intra-cavitaire ? Les profils de vitesse de la figure 5.27 sont réalisés au sein de la cavité en amont $x/D = 0.09$ et en aval $x/D = 0.005$ sur la moyenne des moyennes de phase $\bar{U}_y = \frac{1}{6} \sum_{n=0}^5 U_{yn}$. En $x/D = 0.005$, la vitesse \bar{U}_y change de signe le long de la profondeur de la cavité. La recirculation principale occupe la partie haute tandis qu’il s’agit du tourbillon de coin dans la partie basse. Les sens de rotation de ces tourbillons sont opposés, ce qui se traduit par un changement de signe dans la composante de vitesse U_y . En revanche, en $x/D = 0.09$, le profil de vitesse se situe dans la zone d’injection de la couche cisailée. De ce fait, le signe de \bar{U}_y est négatif le long de la profondeur. Pour les deux profils, nous pouvons constater une accélération de l’écoulement intra-cavitaire lorsque celui-ci est forcé. Ces observations indiquent qu’il est donc possible de modifier l’écoulement intra-cavitaire via un forçage adapté de la couche cisailée sans modifier le profil de la couche limite à l’aplomb de la cavité. A noter que l’accélération de l’écoulement intra-cavitaire est similaire pour toutes les fréquences de forçage utilisées, excepté pour $f^* = f_a$ où l’amplification est plus élevée.

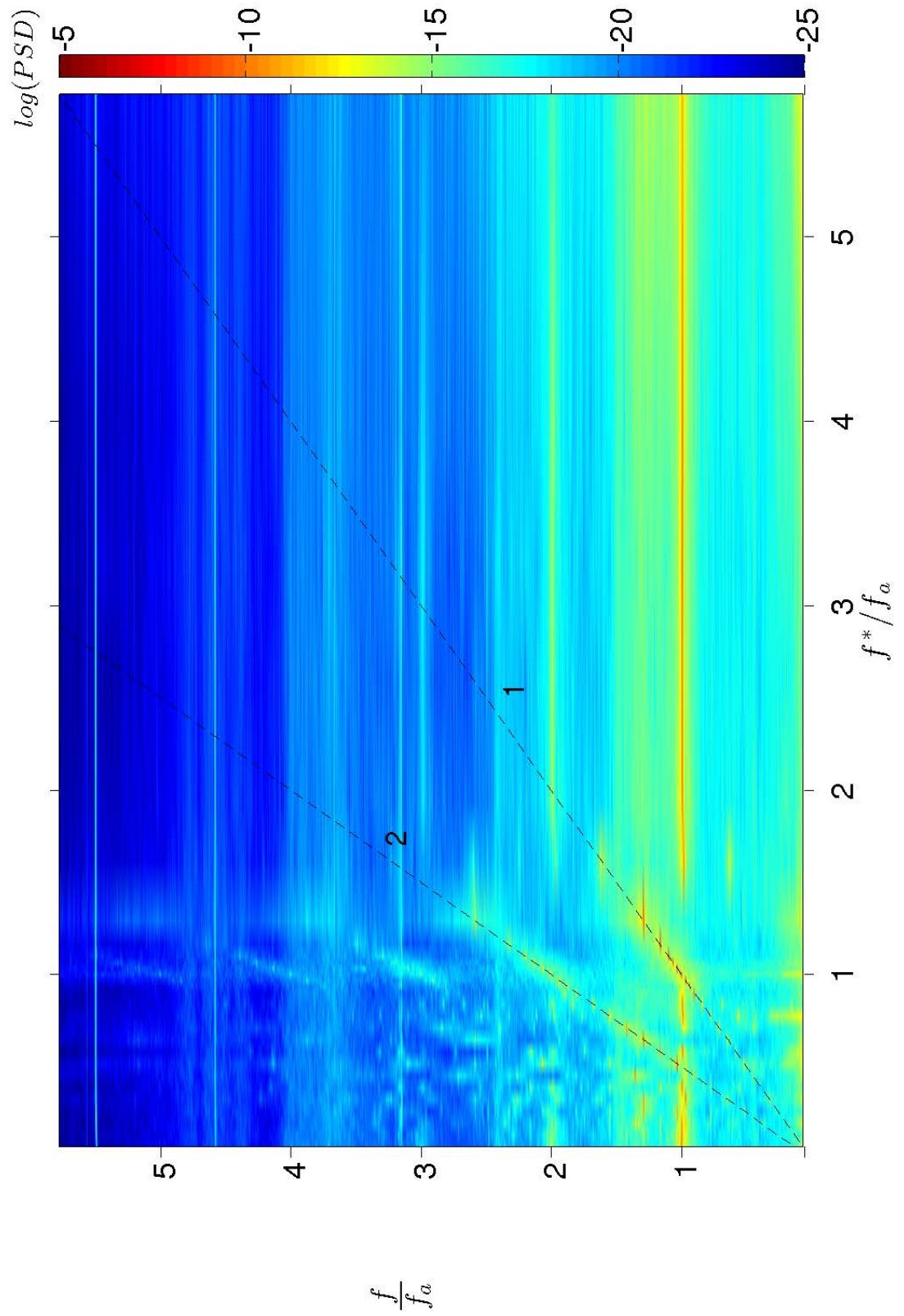


FIGURE 5.22 – Réponse de l'écoulement en fonction de la fréquence de forçage 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 14.5, 15, 15.5, 16, 17, 18, 19, 20, 25, 30, 40, 50, 62 et 90 Hz.

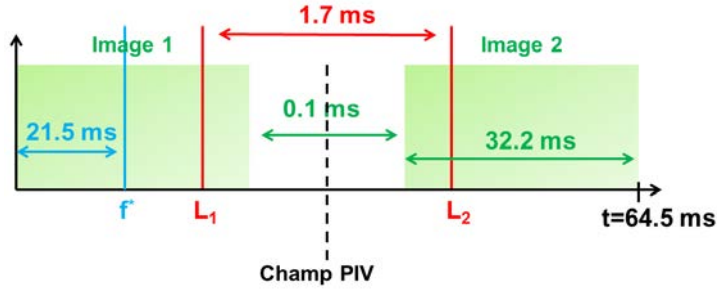


FIGURE 5.23 – Chronogramme pour la phase 1 du forçage à $f^* = f_a$.

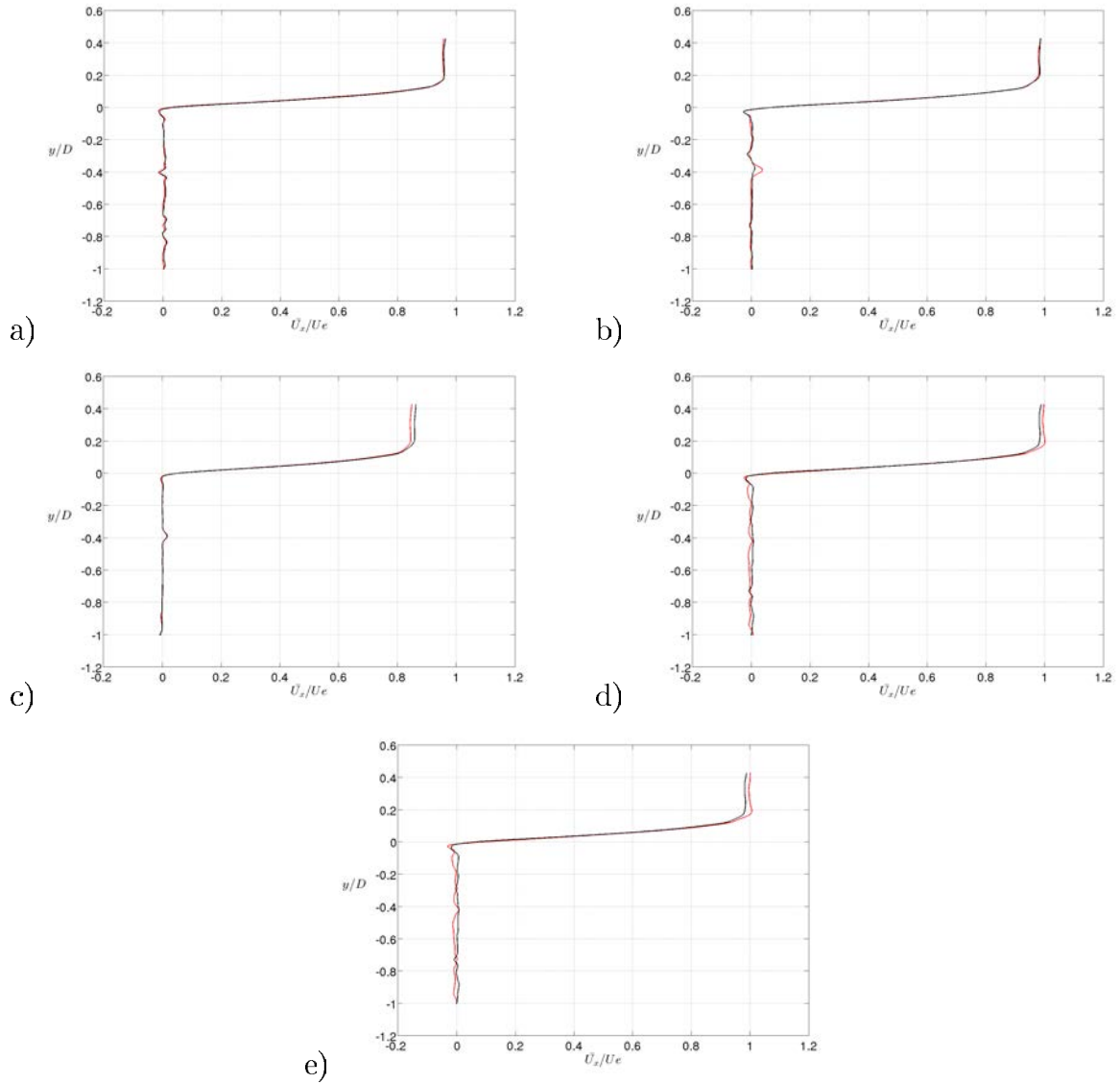


FIGURE 5.24 – Profil de couche limite U_x en $x/D = 0$ avec en rouge l'écoulement forcé et en noir l'écoulement non forcé : a) $f^* = f_a$, b) $f^* \approx 1.5 f_a$, c) $f^* \approx 1.3 f_a$, d) $f^* = 4 f_a$, e) $f^* = 90 \text{ Hz}$.

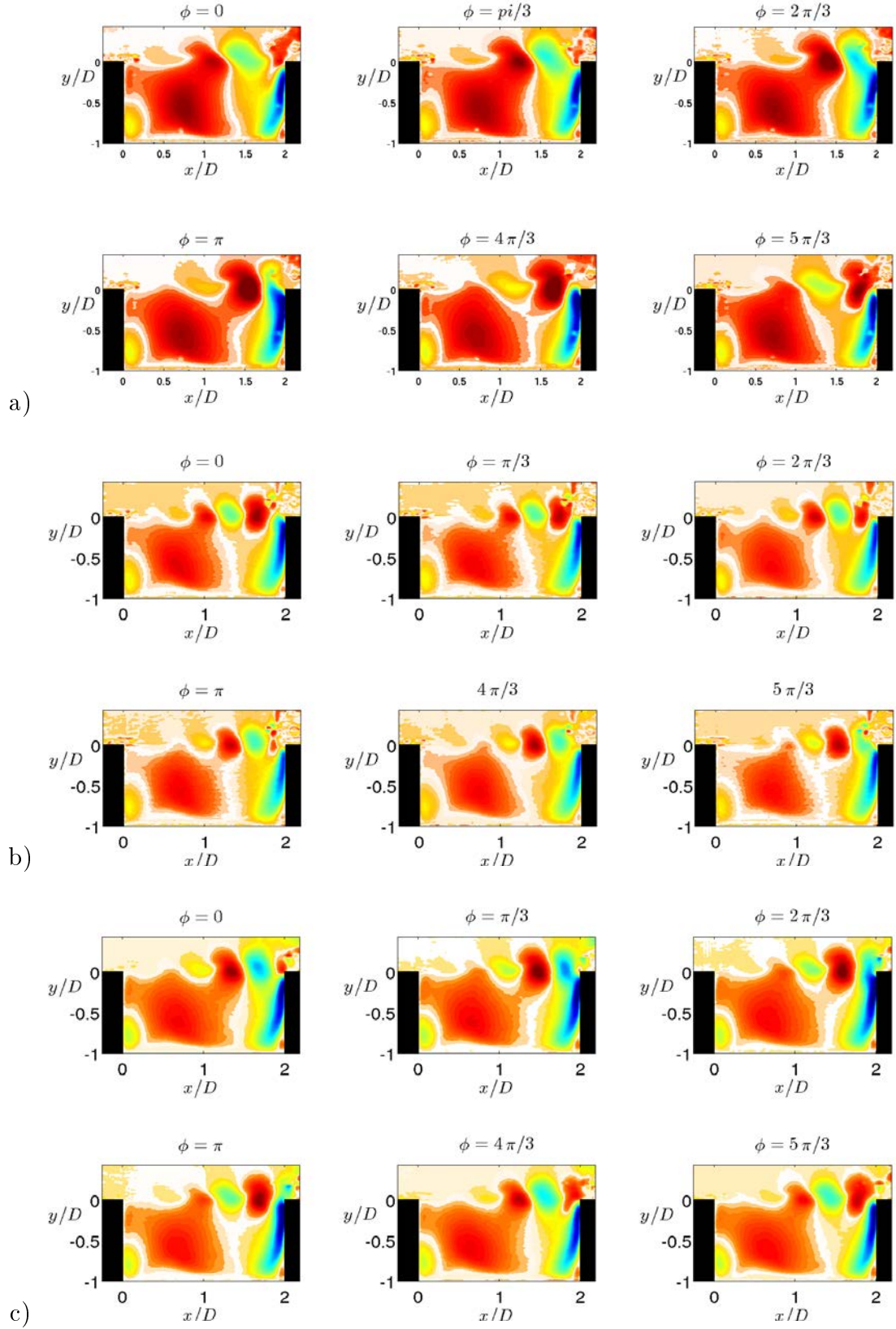


FIGURE 5.25 – Moyennes de phases de la composante U_y de l'écoulement forcé à : a) $f^* = f_a$, b) $f^* \approx 1.5 f_a$, c) $f^* \approx 1.3 f_a$ pour $S/D = 6$, $L/D = 2$ et $Re_D = 5\,200$.

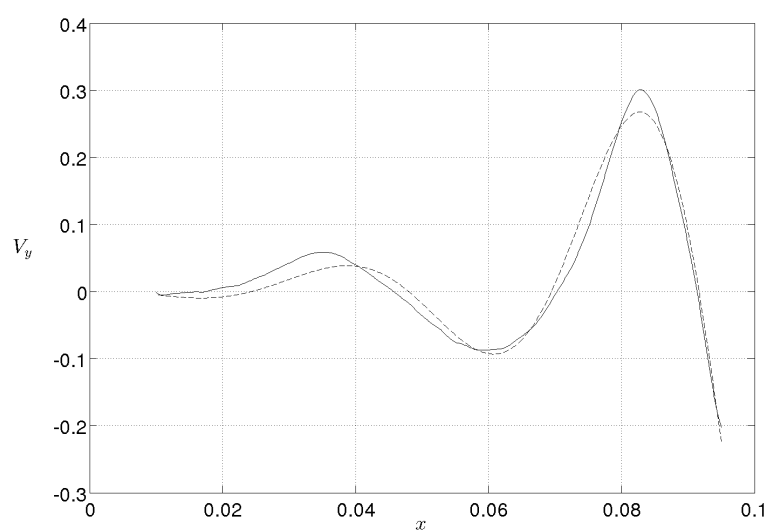


FIGURE 5.26 – Ajustement de U_y sous la forme $U_{yi} = a_1 + a_2 e^{a_3 x} \cos(\frac{2\pi x}{\lambda} + a_4)$ (voir texte) le long de x en $y = 0$ pour $f^* = f_a$.

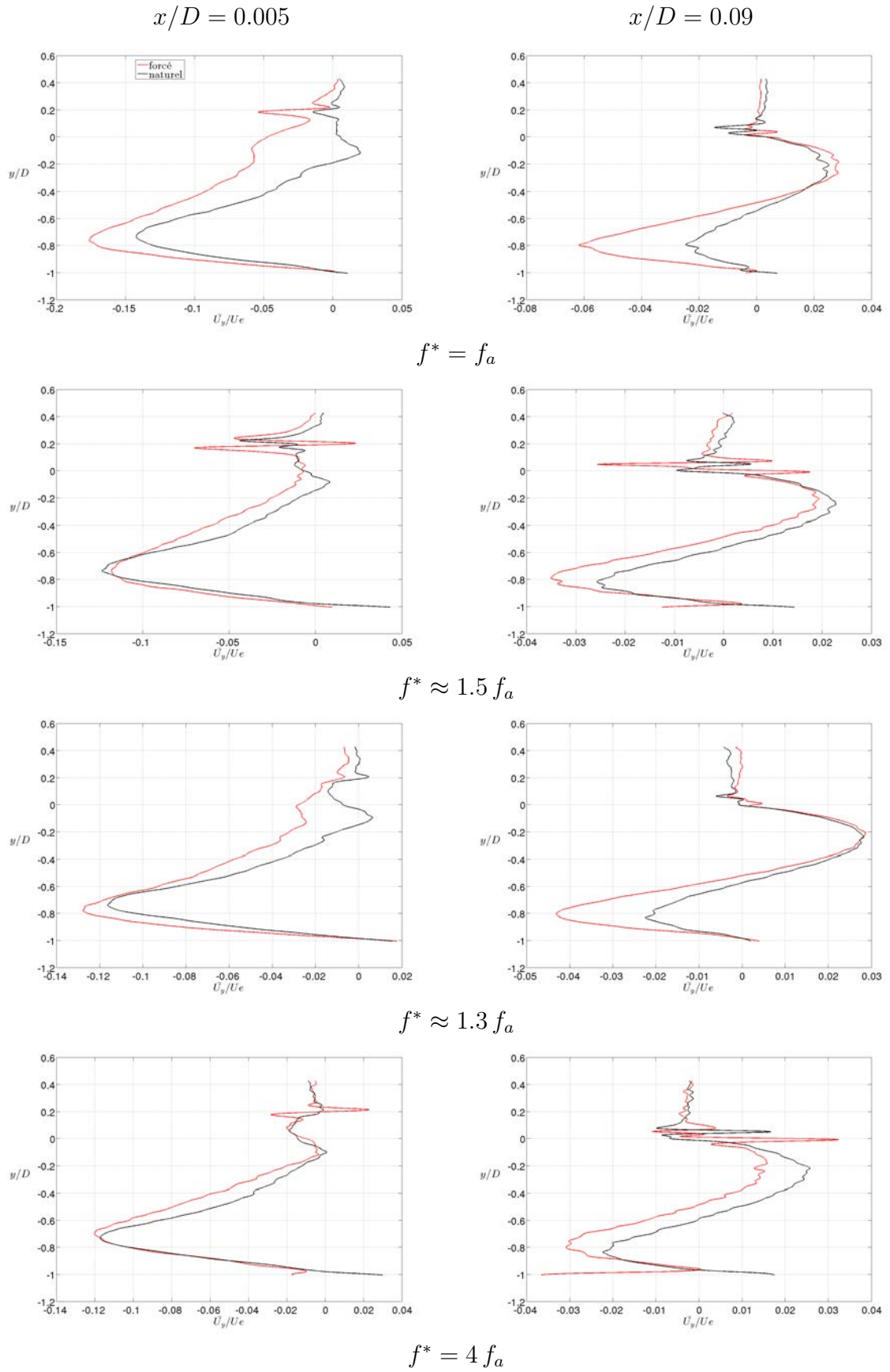


FIGURE 5.27 – légende page suivante

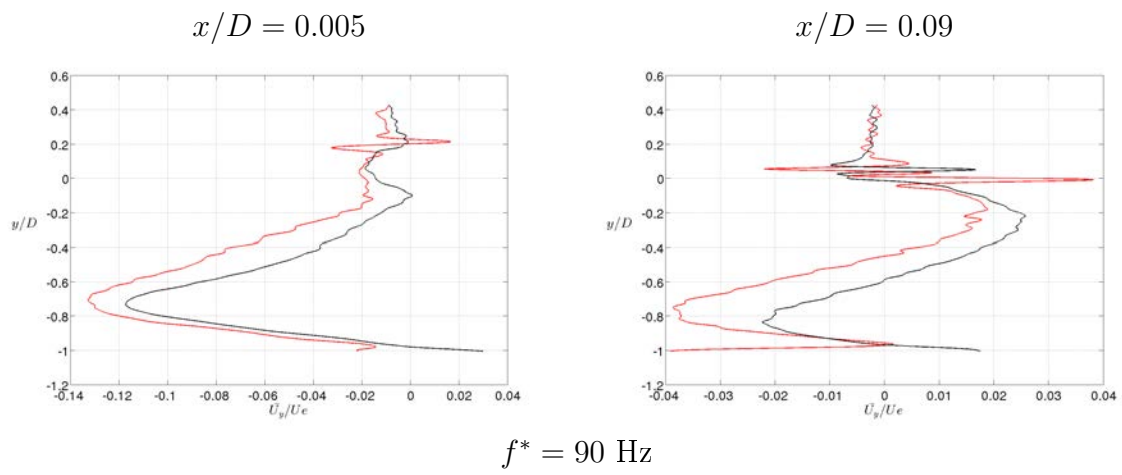


FIGURE 5.27 – Profils de vitesse intra-cavitaire \bar{U}_y en $x/D = 0.09$ le long du plan sagittal (colonne de droite) et $x/D = 0.005$ (colonne de gauche) avec en rouge l'écoulement forcé et en noir l'écoulement naturel.

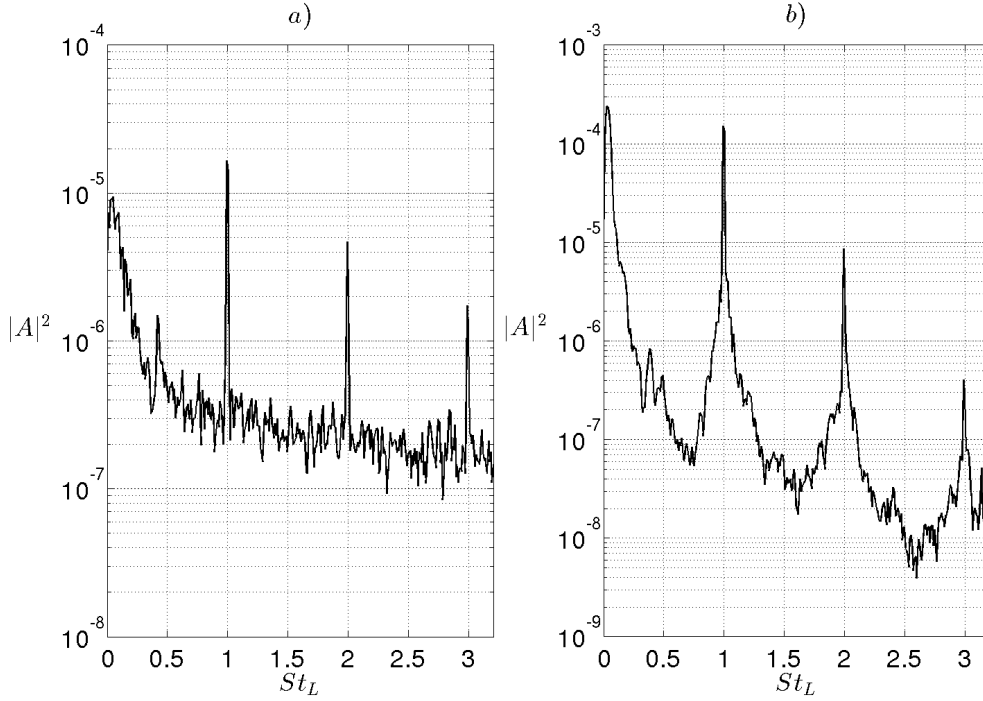


FIGURE 5.28 – Spectre de l'écoulement pour $f^* = f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

Nous avons vu les modifications apportées sur la dynamique lorsque différentes fréquences de forçage sont utilisées. Afin de caractériser la réponse de l'écoulement, nous nous intéressons maintenant à la corrélation et la fonction de transfert de l'écoulement établies à partir de deux signaux, l'un à l'amont de la cavité et l'autre à l'aval (voir section 5.2.1).

Dans un premier temps, nous analysons la réponse de l'écoulement à une fréquence de forçage résonante ($f^* = f_a$). Sur le spectre amont, le mode 2 ($St_L = 1$) est piqué et son amplitude est plus élevée que dans le cas de la dynamique naturelle. Le pic latéral droit identifié à $St = 1.4$ dans le spectre aval de la dynamique naturelle n'apparaît plus. Le forçage à la fréquence naturelle supprime les pics décalés.

La corrélation est forte pour le mode 2 entre l'amont et l'aval de la cavité (figure 5.29.a). Contrairement à la dynamique naturelle, une corrélation élevée des harmoniques de la fréquence naturelle apparaissent lorsque l'écoulement est forcé à $f^* = f_a$ (donc ici des harmoniques de la fréquence de forçage). La fonction de transfert ne révèle pas une amplification plus forte de la fréquence f_a par rapport à celle de l'écoulement naturel (figure 5.29.b). Ce résultat n'est pas surprenant puisque le forçage ne modifie pas les propriétés d'amplification de la couche cisailée.

Les spectres du signal de vitesse à l'amont et de pression à l'aval pour l'écoulement forcé à $f^* \approx 1.5 f_a$ sont présentés sur la figure 5.30. Le mode 3 de la couche cisailée et ses harmoniques sont identifiables à l'amont comme à l'aval de la cavité. On identifie également le mode 1 et le mode 2 de la couche cisailée qui sont également très forts dans le spectre de pression à l'aval. On voit que le forçage du mode à $St_L = 1.48$ favorise l'émergence du mode à $St_L = 0.52$ par couplage avec le mode naturel à $St_L = 0.96$ (résonance triadique). L'amplitude du mode 3 est d'une décade supérieure à celle du mode 2 sans forçage.

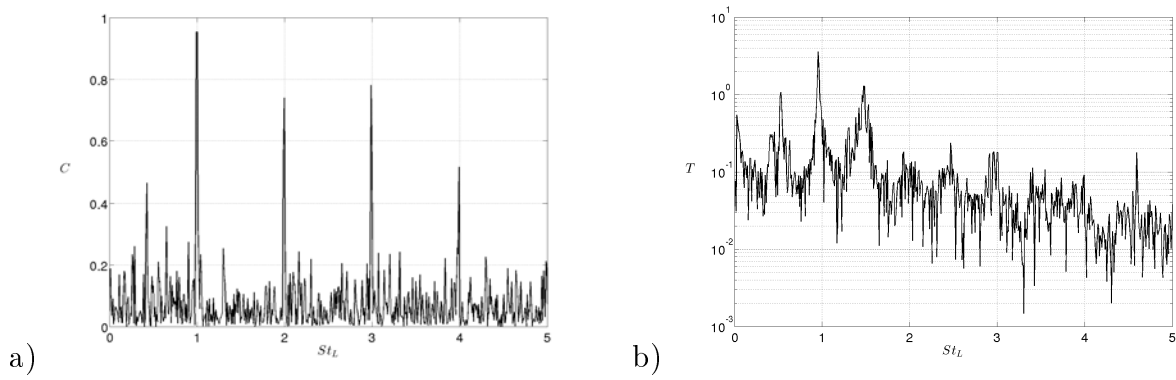


FIGURE 5.29 – Écoulement forcé à $f^* = f_a$: a) Corrélacion des signaux de vitesse et de pression, b) fonction de transfert.

Les spectrogrammes des figures 5.31, 5.32 et 5.33, sont réalisés pour $f^* = 1.48 f_a$ avec une fenêtre glissante de 2 s sur un temps total d'acquisition de 60 s pour trois amplitudes de forçage différentes. On constate que les deux fréquences co-existent au cours du temps (figure 5.31). Sur la figure 5.32, les amplitudes des fréquences naturelle et forcée sont égales en moyenne au cours du temps. Le spectrogramme associé ne montre pas de régime intermittent mais toujours une co-existence des deux fréquences. Le régime est quasi-périodique. La corrélation temporelle des signaux de vitesse et de pression de la figure 5.30 montre que le mode 3 de la couche cisaillée est le plus corrélié entre les signaux amont et aval de la cavité (figure 5.34.a). Les modes 1 et 2 sont toutefois présents mais avec une corrélation plus faible. La fonction de transfert de l'écoulement forcé (figure 5.34.b) révèle que le mode 2, le mode naturel de la couche cisaillée, reste le plus amplifié. Les modes 1 et 3 sont amplifiés mais dans une plus faible proportion. Ainsi, même si les oscillations de la couche cisaillée sont associées à la fréquence de forçage (correspondant à un mode 3), l'amplification la plus forte reste associée à la fréquence naturelle de la couche cisaillée.

Lorsque le forçage est réalisé à $f^* = 1.29 f_a$, aucun des modes naturels de la couche cisaillée n'apparaît sur les spectres à l'amont comme à l'aval de la cavité (figure 5.35). Ainsi, bien que la valeur de la haute-tension utilisée soit identique aux précédentes expériences de forçage, l'utilisation d'une fréquence de forçage proche de celle de l'écoulement naturelle, modifie la dynamique si bien que la fréquence naturelle est supprimée du spectre. La corrélation temporelle des deux signaux sur la figure 5.36.a indique une corrélation forte pour le mode à $St_L = 1.29$. On observe également des pics décalés par rapport aux modes 1 et 2, moins fortement corréliés. La fonction de transfert de l'écoulement forcé (figure 5.36.b) est un peu plus bruitée que dans les cas précédents. Le mode à $St_L = 1.29$ est le plus amplifié et le mode naturel de la couche cisaillée n'apparaît plus.

Les figures 5.37 et 5.38 présentent les spectres de vitesse à l'amont et de pression à l'aval pour les deux forçages de plus haute fréquence $f^* = 4 f_a$ et $f^* = 90$ Hz. Le spectre amont est continu avec seulement une fréquence piquée associée au forçage. En revanche, le spectre de pression à l'aval révèle une très faible amplitude de la fréquence de forçage alors que le mode 2 a une amplitude élevée. Un pic décalé droit à $St_L = 1.3$ apparaît également. Ces résultats montrent qu'aux énergies utilisées, les oscillations de la couche cisaillée ne sont pas forcées à la fréquence de forçage. Une corrélation forte existe pour le mode 2 de la couche cisaillée entre l'amont et l'aval de la cavité (figure 5.39). Pour les

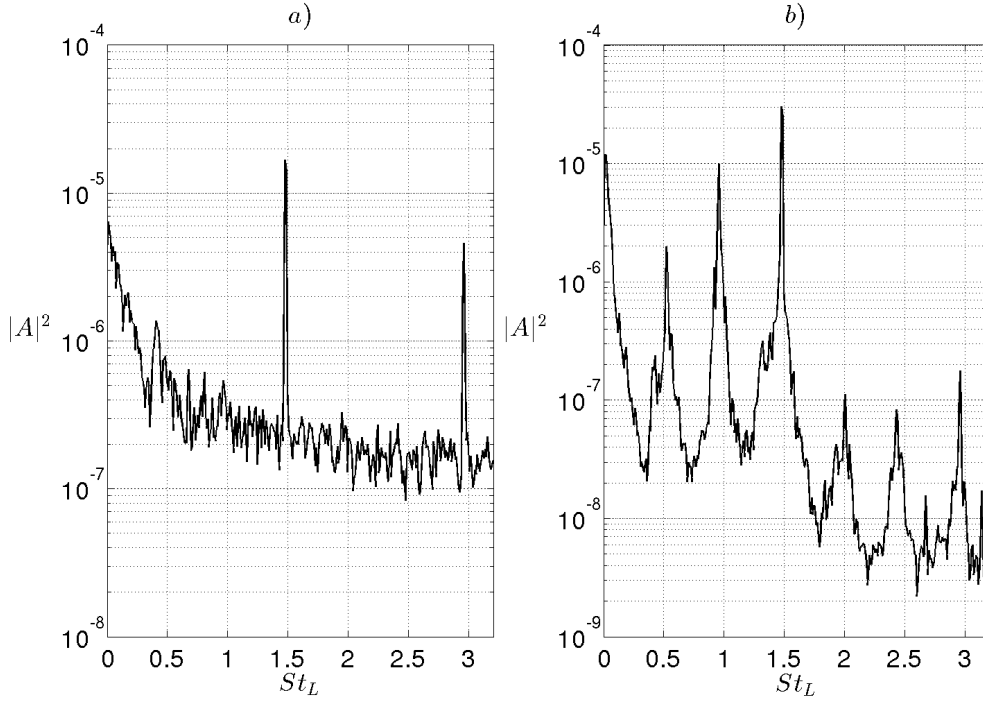


FIGURE 5.30 – Spectre de l'écoulement pour $f^* \approx 1.5 f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

deux hautes-fréquences de forçage utilisées, la fonction de transfert (5.40) indique que le mode 2 de la couche cisailée reste le mode le plus amplifié. Nous avons étudié les modifications apportées à la dynamique par un forçage à différentes fréquences. Cette étude a révélé qu'à énergie constante, un forçage à une fréquence proche de celle de l'écoulement naturel peut supprimer complètement cette dernière, contrairement à un forçage à une fréquence plus éloignée où les deux fréquences, naturelle et forcée, co-existent dans les spectres à l'amont et à l'aval de la cavité. Dans la suite, nous nous intéressons à l'évolution de la réponse de l'écoulement avec l'amplitude du forçage et pour plusieurs fréquences de forçage.

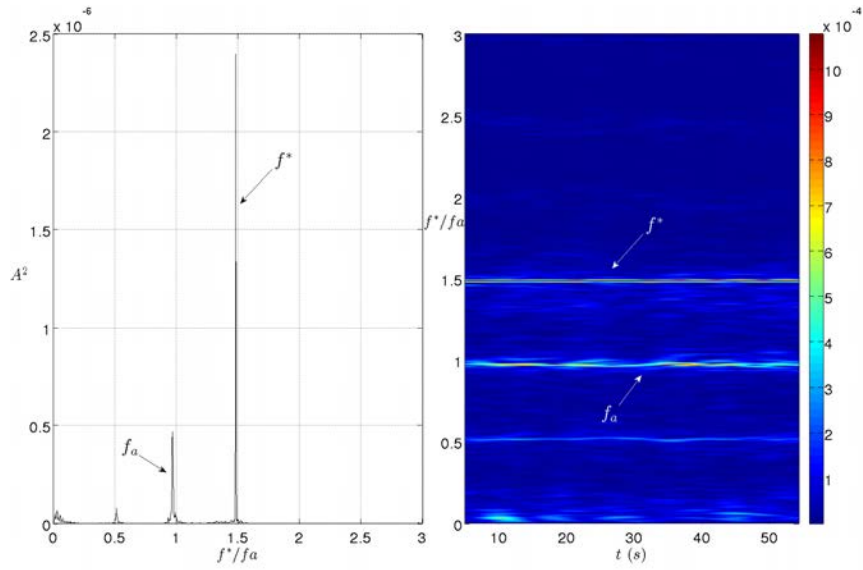


FIGURE 5.31 – Evolution de la dynamique forcé à $f^* = 1.48 f_a$ pour 400 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.

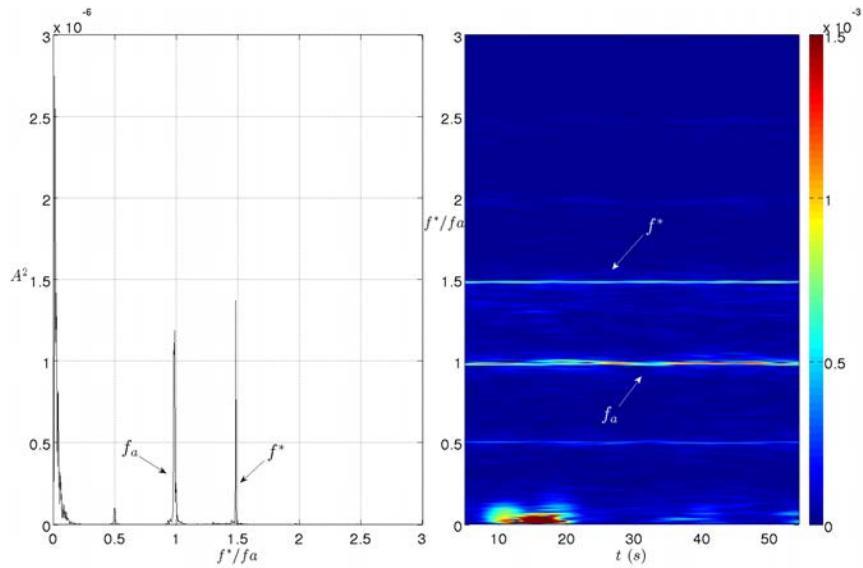


FIGURE 5.32 – Evolution de la dynamique forcé à $f^* = 1.48 f_a$ pour 370 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.

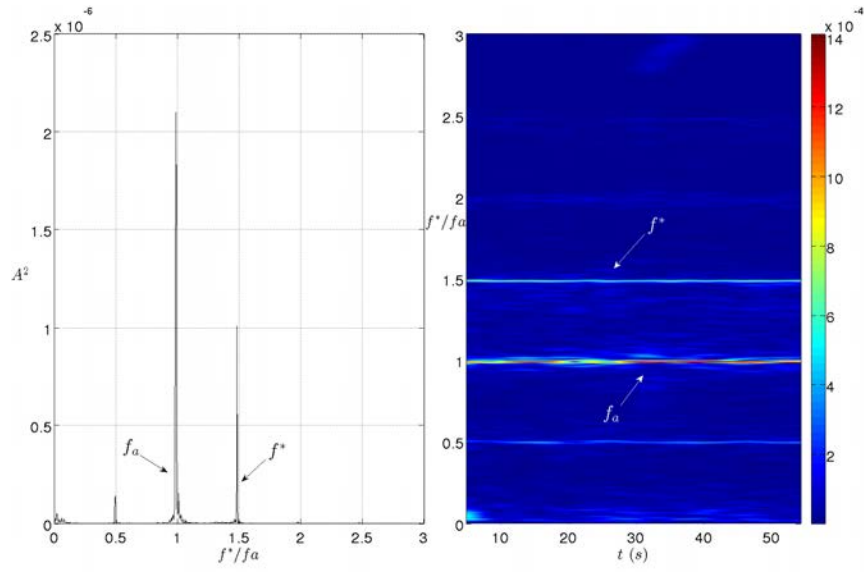


FIGURE 5.33 – Evolution de la dynamique forcée à $f^* = 1.48 f_a$ pour 360 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.

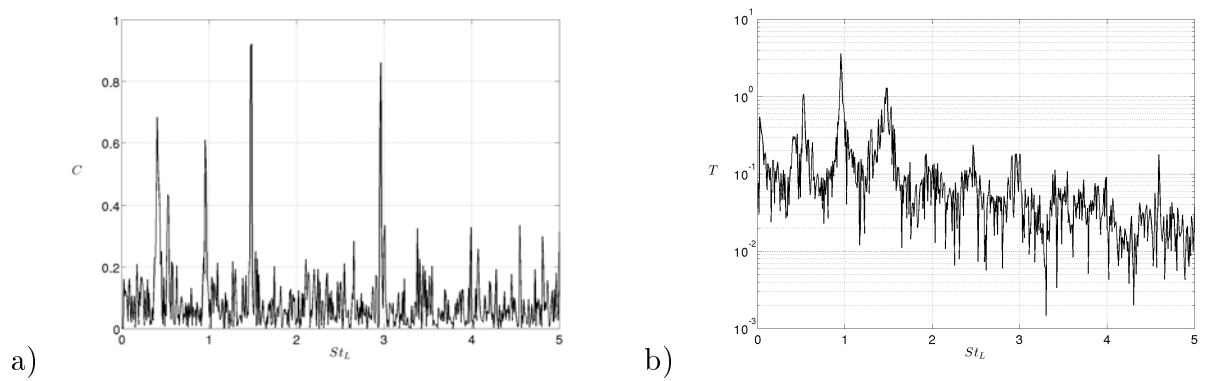


FIGURE 5.34 – Ecoulement forcé à $f^* = 1.48 f_a$: a) Corrélation des signaux de vitesse et de pression, b) Fonction de transfert.

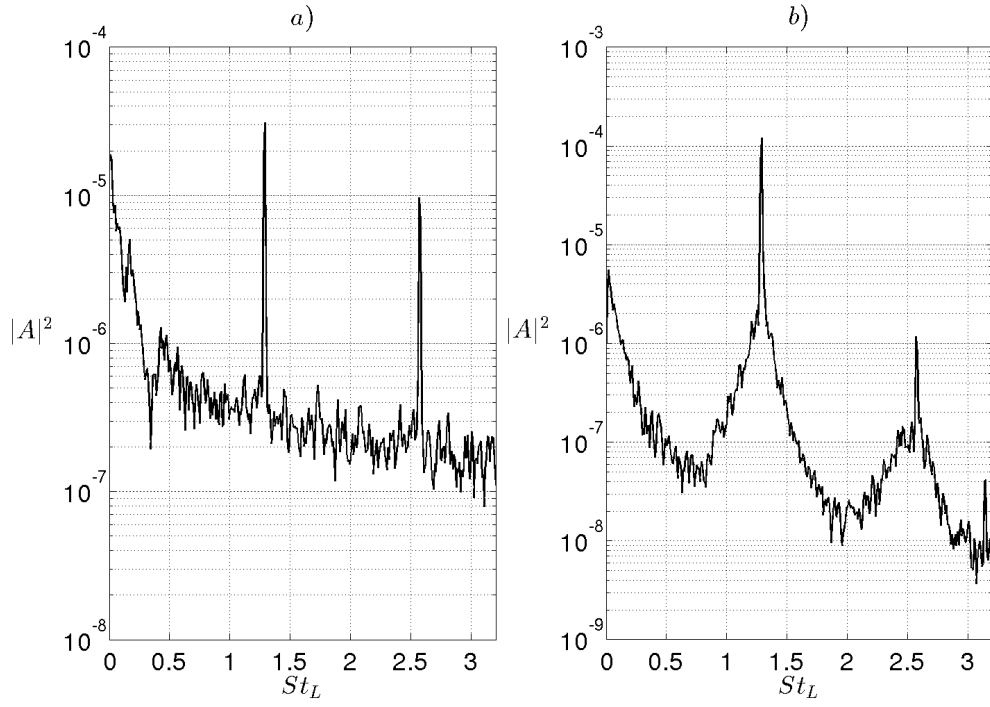


FIGURE 5.35 – Spectre de l'écoulement pour $f^* = 1.29 f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

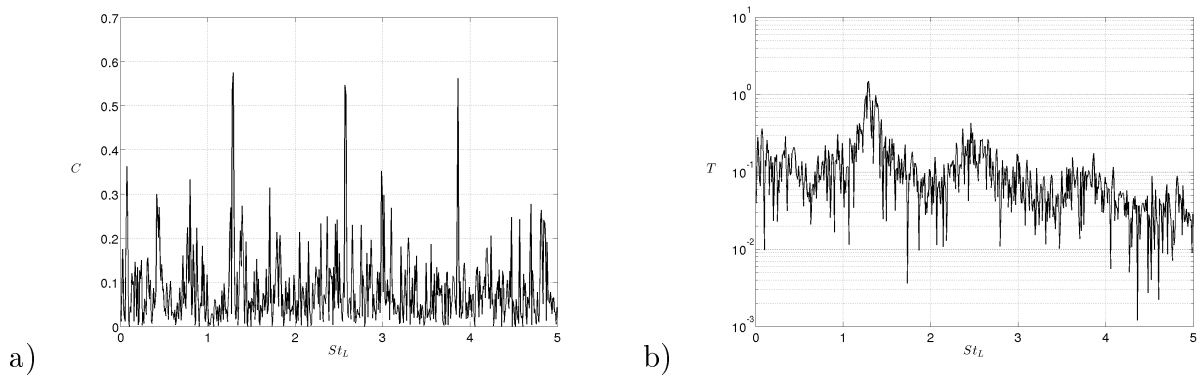


FIGURE 5.36 – Ecoulement forcé à $f^* = 1.29 f_a$: a) Corrélation des signaux de vitesse et de pression, b) Fonction de transfert.

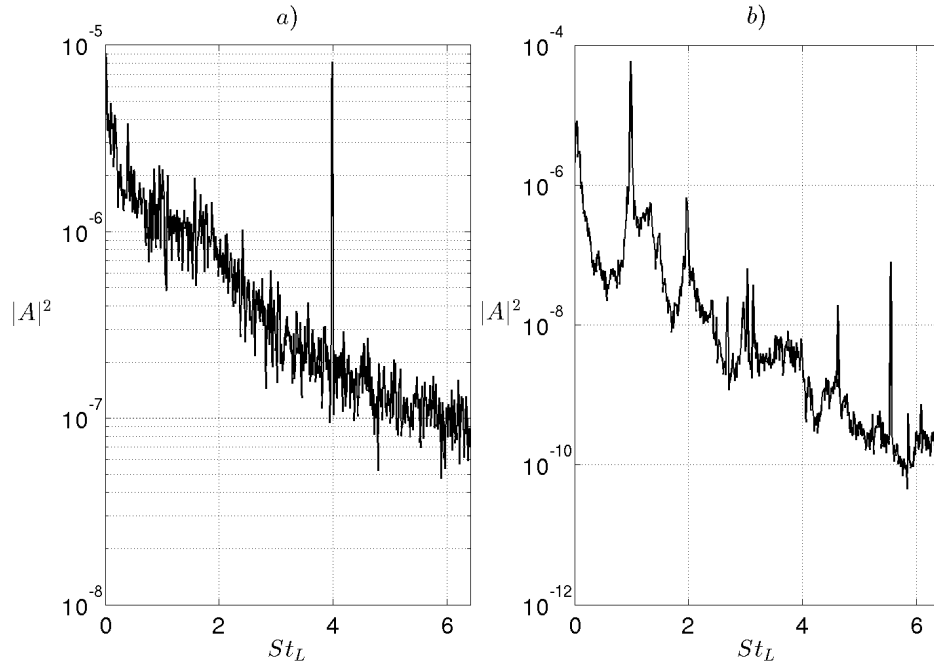


FIGURE 5.37 – Spectre de l'écoulement pour $f^* = 4f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

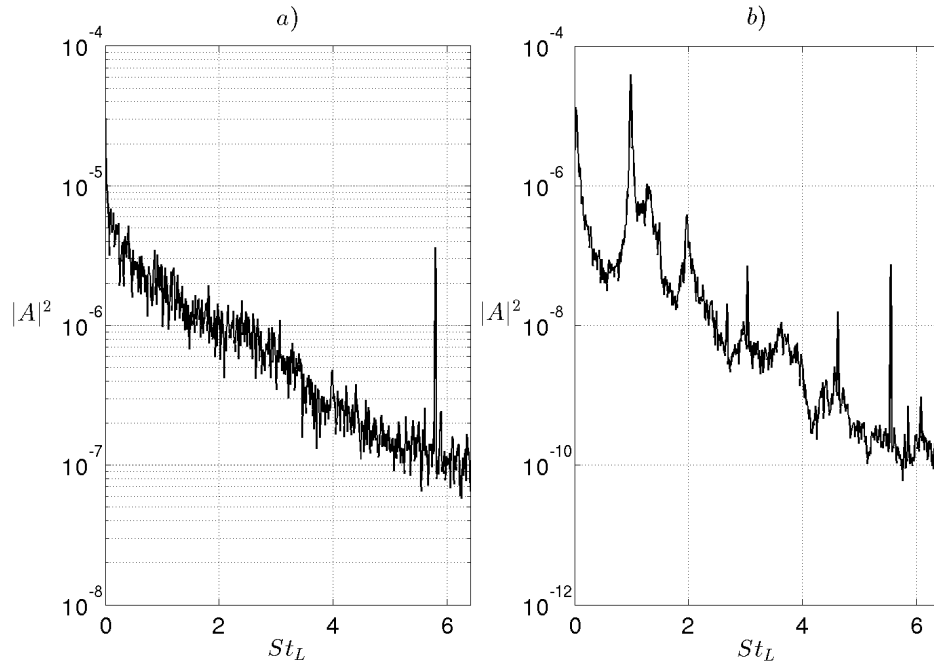


FIGURE 5.38 – Spectre de l'écoulement pour $f^* = 90$ Hz : a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.

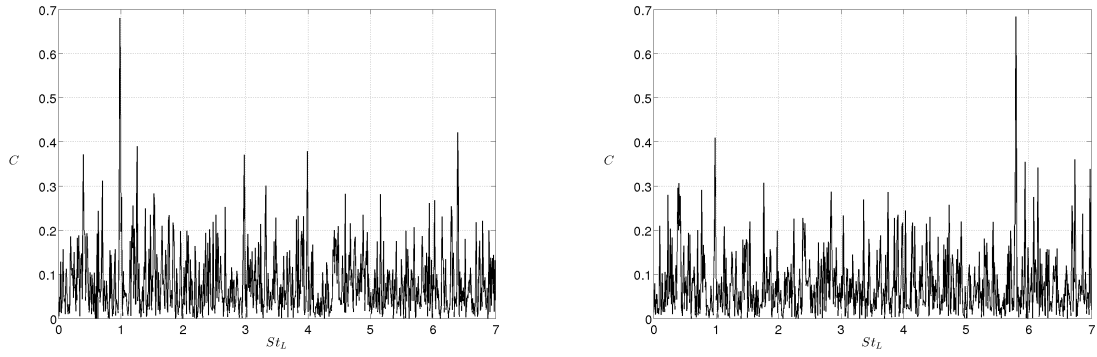


FIGURE 5.39 – Corrélation des signaux de vitesse et de pression pour : a) $f^* = 4 f_a$, b) $f^* = 90 \text{ Hz}$.

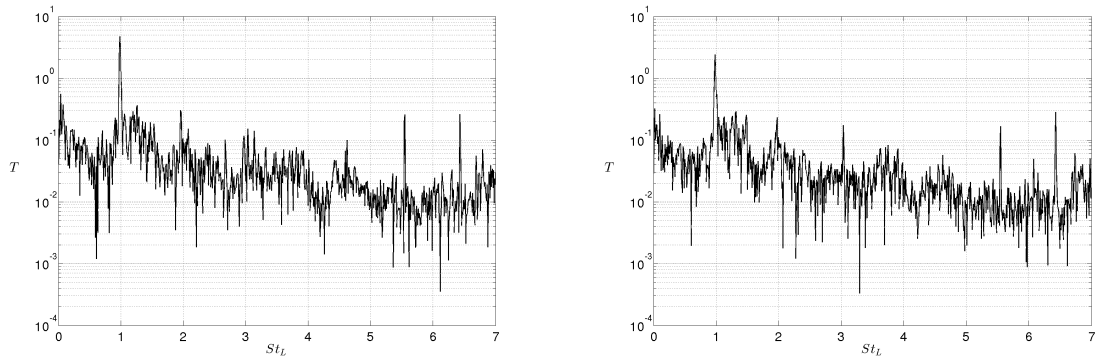


FIGURE 5.40 – Fonction de transfert de l'écoulement forcé : a) $f^* = 4 f_a$, b) $f^* = 90 \text{ Hz}$.

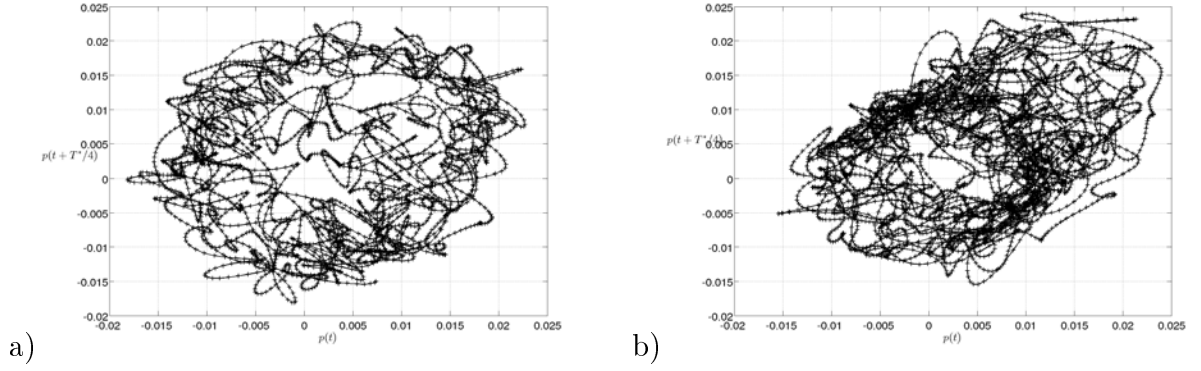


FIGURE 5.41 – Portrait de phase à partir du signal retardé de $T/4$ a) écoulement naturel avec $T = T(f_a)$, b) écoulement forcé à $St_L = 1.48$ soit $f^* = 23$ Hz pour $E_{GBF} = 700$ mV avec $T = T(f^*)$.

5.2.3 Régimes d'accrochage

Nous avons utilisé des fréquences de forçage comprises entre 8 et 23 Hz. Comme $f_a = 15.5$ Hz, les rapports des fréquences f^*/f_a sont situés dans l'espace des paramètres $(A(f^*), f^*/f_a)$ autour de la langue associée à $f^*/f_a = 1$. L'accrochage se produit lorsque le rapport des fréquences de forçage et naturelle devient commensurable. Dans ce cas, l'accrochage se caractérise par $A^2(f_a) = 0$. L'accrochage 3 : 2 est très difficile à mettre en évidence car même si f^* et f_a sont dans un rapport rationnel, ou si f^* subsiste seule, les portraits de phase exhibent une dynamique plutôt quasi-périodique, à cause de l'existence de basses fréquences qui ne sont pas supprimées par le forçage. Cela est illustré sur le portrait de phase de la figure 5.41. Il est obtenu en utilisant pour axes les coordonnées $p(t)$ et $p(t - T^*/4)$, où T^* est la période du signal forcé. L'incrément en amplitude de tension est trop grossier pour permettre une identification précise du seuil. Aussi, nous avons défini deux limites bornant le seuil du régime d'accrochage. La première limite est associée à $A^2(f^*) \approx A^2(f_a)$. Nous la déterminons en cherchant le barycentre entre deux points expérimentaux bornant cette limite $A^2(f^*) > A^2(f_a)$ et $A^2(f^*) < A^2(f_a)$. Le poids de chaque point est défini par l'inverse de la différence des amplitudes des pics forcé et naturel. Ainsi, le barycentre est obtenu par :

$$E_{s1} = \frac{m_1 E_2 + m_2 E_1}{m_1 + m_2}$$

avec les poids $m_1 = \frac{1}{|A_2^2(f^*) - A_2^2(f_a)|}$ et $m_2 = \frac{1}{|A_1^2(f^*) - A_1^2(f_a)|}$. Les indices 1 et 2 correspondent aux points expérimentaux bornant $A^2(f^*) \approx A^2(f_a)$, E est la tension en kV et E_{s1} est la tension associée à cette limite. La deuxième limite est associée à $A^2(f_a) = 0$ dans le spectre de pression à l'aval de la cavité. Les seuils d'accrochage sont représentés sur la figure 5.42. Comme nous l'avons vu, lorsque la fréquence de forçage est inférieure à 13 Hz, soit $f^*/f_a = 0.84$, le premier harmonique de la fréquence de forçage a une amplitude plus élevée que celle de sa fréquence fondamentale. Cela est dû au taux de croissance de la couche cisailée qui varie avec la fréquence. En effet, les fréquences de forçage proches de la fréquence naturelle sont celles qui seront le plus amplifiées par la couche cisailée. Le domaine d'accrochage pour $f^*/f_a > 1.2$ sur la figure 5.42 est intéressant. En effet, on constate que l'amplitude d'accrochage pour $f^*/f_a \approx 1.3$ est faible (de l'ordre de 4 kV), ce qui pourrait paraître naturel puisque le rapport f^*/f_a est proche du rapport rationnel

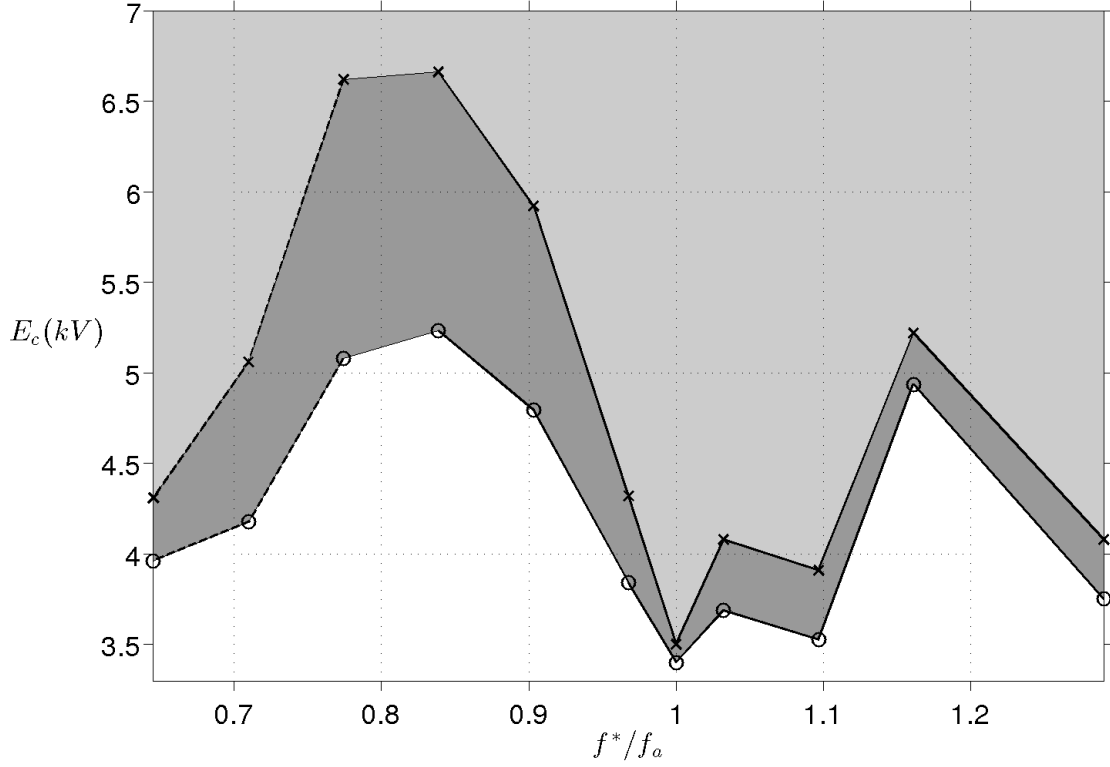


FIGURE 5.42 – Langues d’accrochage $f^*/f_a = 1 : 1$ de la configuration $S/D = 6$, $L/D = 2$ et $Re_D = 5200$. Le seuil d’accrochage est situé dans la zone en gris foncé, délimitée par $A^2(f_a) = 0$ (x) et $A^2(f^*) \approx A^2(f_a)$ (o). Le domaine d’accrochage est représenté en gris clair. L’énergie critique minimum est représentée en pointillés noirs lorsque le premier harmonique de la fréquence de forçage est accroché et en trait plein lorsqu’il s’agit de la fréquence fondamentale du forçage. Le point en $f^*/f_a = 1$ est placé arbitrairement en dessous des autres seuils d’accrochage. Ce seuil doit être proche du seuil d’ionisation que nous ne connaissons pas avec précision.

3 : 2. Cependant, le spectre de la figure 5.43 associé à la deuxième limite bornant le seuil d’accrochage n’exhibe pas les deux fréquences f^* et f_a dans un rapport 3 : 2 mais uniquement le pic associé à f^* .

Cela ressemble donc à un régime forcé, selon Chiffaudel et Fauve (1987) dans lequel f_a est supprimée du spectre. Toutefois, le seuil apparait à une amplitude de forçage proche de celle de la langue 1 : 1, ce qui est inhabituel. En effet, le régime forcé est généralement atteint pour des amplitudes de forçage nettement supérieures au seuil d’accrochage d’une langue. En fait, cela ressemble ici à un accrochage 1 : 1 associé au rapport entre la fréquence de forçage f^* et la fréquence $f_d \approx 1.46 f_a$ au lieu de f_a . C’est à dire que la fréquence de forçage viendrait favoriser le mode $n = 3$ de la couche cisailée (f_d), qui s’accrocherait ensuite à f^* , avec un rapport $f^*/f_d = 1$. Ce résultat est original et mériterait d’être étudié de façon plus approfondie. En particulier, il serait intéressant de voir l’évolution des spectres de puissance en fonction de l’amplitude du forçage avec un incrément plus petit. Ces expériences nécessiteraient de disposer d’un actionneur plasma plus stable que celui que nous utilisons actuellement. Une remarque comparable peut être faite pour le domaine d’accrochage autour de $f^*/f_a = 0.6$ (figure 5.42). De nouveau, il

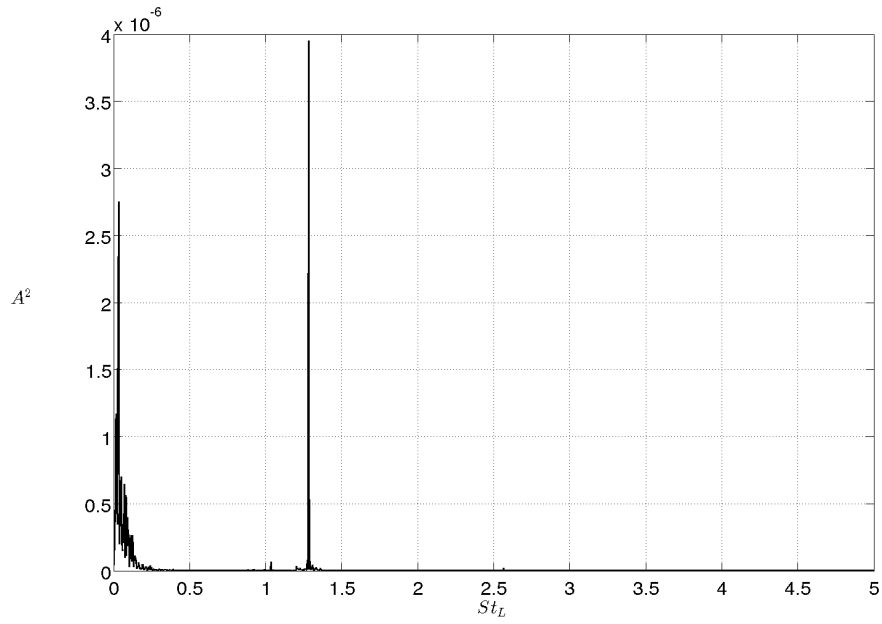


FIGURE 5.43 – Spectre de densité spectrale de puissance lorsque l'écoulement est forcé à $f^* \approx 1.3 f_a$ pour $E = 4.08$ kV.

s'agit ici d'une langue d'accrochage 1 : 1. Cependant, dans ce domaine, la couche cisillée amplifie la fréquence $2 f^*$ sur laquelle f_a vient s'accrocher.

A titre indicatif pour les expériences réalisées sans la sonde haute-tension, la relation entre l'amplitude de tension imposée et la haute-tension obtenue dans le circuit est représentée sur la figure 5.44.

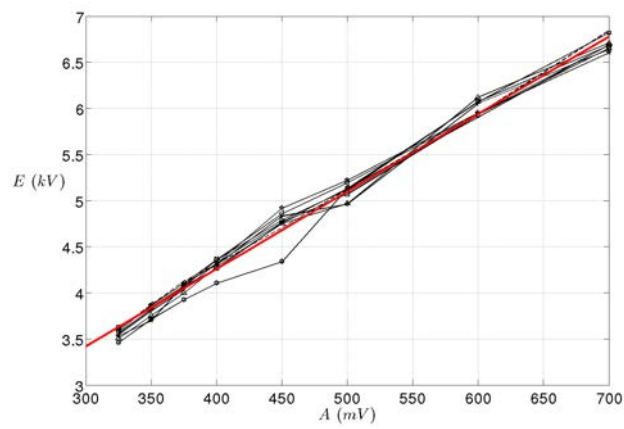


FIGURE 5.44 – Relation entre l'amplitude imposée au GBF et la haute-tension obtenue dans le circuit (en noir) et l'interpolation linéaire correspondante (en rouge).

5.2.4 Forçage de l'écoulement intra-cavitaire

L'écoulement de cavité constitue une configuration académique tout à fait adaptée pour l'étude des échanges entre les écoulements externe et intra-cavitaire. Nous étudions ici l'effet du forçage sur l'écoulement intra-cavitaire. Des visualisations par fumée de spectacle ont été réalisées sur la configuration $S/D = 12$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2\,500$, c'est à dire une expérience située dans le régime secondaire de la dynamique intra-cavitaire (voir chapitre 3). Rappelons que ce régime est caractérisé par une dérive des structures transverses à laquelle s'ajoute une croissance périodique des structures dans la direction de l'écoulement. Le diagramme spatio-temporel prélevé en un point de la cavité et le spectre de puissance associés à la dynamique naturelle de l'écoulement sont présentés sur la figure 5.45. On retrouve le motif observé dans les chapitres 3 et 4 constitué d'une zone d'interférence comprise entre deux zones de dérive. Les deux fréquences de dérive sont associées à $St_D = 0.014$ et $St_D = 0.016$. Cette configuration de l'écoulement ne présente pas d'oscillations auto-entretenues de la couche cisailée (voir chapitre 3). Dans un premier temps, un forçage haute-fréquence à 300 Hz est réalisé (figure 5.46). Sur les visualisations par fumée, on n'observe aucun mouvement caractéristique du régime secondaire (croissance et décroissance de la taille des structures) ni de dérive des structures vers les parois latérales. Les structures semblent stationnaires. Toutefois, des fréquences apparaissent dans le spectre de puissance. La densité spectrale de puissance des deux pics associés à la dérive gauche et droite a diminué, en particulier celle de l'onde droite. Ce résultat suggère que les structures dérivent mais sur une distance trop petite pour pouvoir l'identifier sur les visualisations. Le diagramme spatio-temporel révèle des droites horizontales alternativement blanches et noires. Ces bandes sont clairement liées à l'injection de fumée mais on ne peut pas exclure l'existence d'un mouvement longitudinal en phase des structures.

Essayons maintenant un forçage basse fréquence. L'objectif est de forcer l'une des fréquences de dérive des structures afin d'empêcher l'apparition du régime secondaire et retrouver une configuration de régime primaire caractérisée par une dérive des structures. Un forçage sur la fréquence de dérive de l'onde droite est présenté sur la figure 5.47 ($f^* = 1$ Hz). Un forçage à $f^* = 2$ Hz est présenté sur la figure 5.48. Le forçage sur la fréquence de l'onde droite n'a pas permis d'amplifier la densité spectrale de puissance de cette onde, au contraire la fréquence de l'onde gauche voit sa densité spectrale de puissance plus élevée (figure 5.47). Sur les visualisations par fumée, le régime secondaire apparaît très faiblement. En fait, le mouvement longitudinal n'est pas étendu d'où la difficulté pour l'identifier. Toutefois sur le diagramme spatio-temporel figure 5.47.b), le motif en damiers apparaît mais légèrement écrasé. Ce phénomène donne alors l'impression que les structures sont stationnaires. Le forçage sur la fréquence de l'harmonique de l'onde droite (2 Hz) ne permet pas non plus d'augmenter la densité spectrale de puissance de cette onde. Toutefois, la fréquence de forçage apparaît avec en supplément la fréquence associée au sous-harmonique de l'onde gauche. La dynamique observée avec ce forçage n'est pas celle du régime secondaire ni celle du régime primaire (figure 5.48). Les structures semblent stationnaires avec un léger mouvement longitudinal synchronisé entre les structures. Toutefois, on peut observer une dérive des structures au niveau de la paroi latérale droite. Ainsi, un forçage basse fréquence peut produire des résultats similaires de ceux produits par un forçage à haute fréquence.

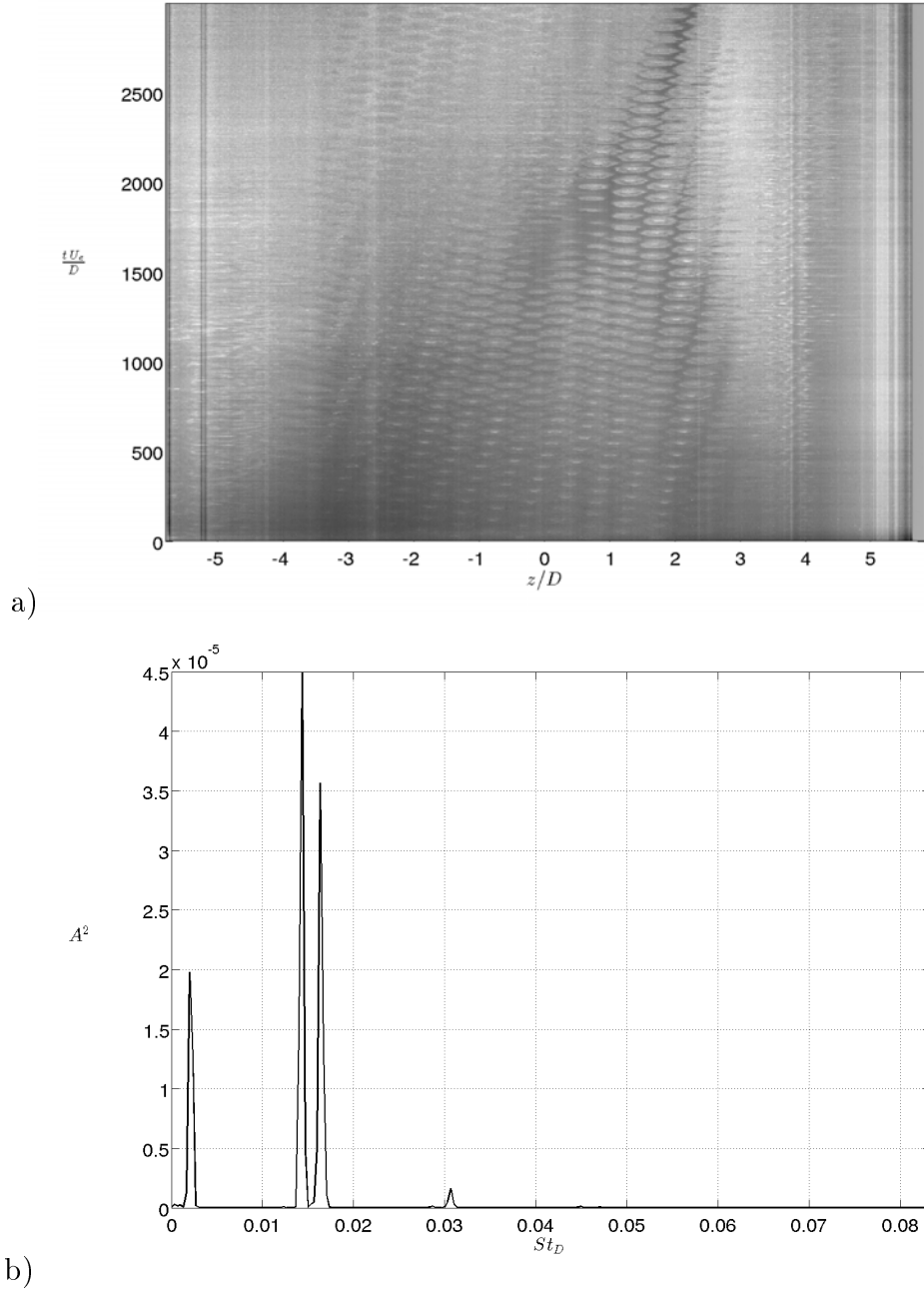
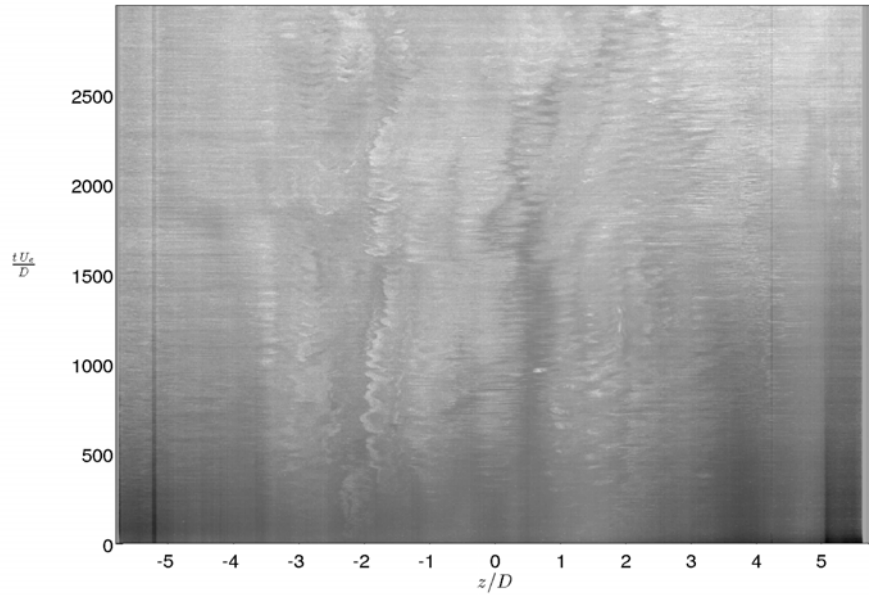
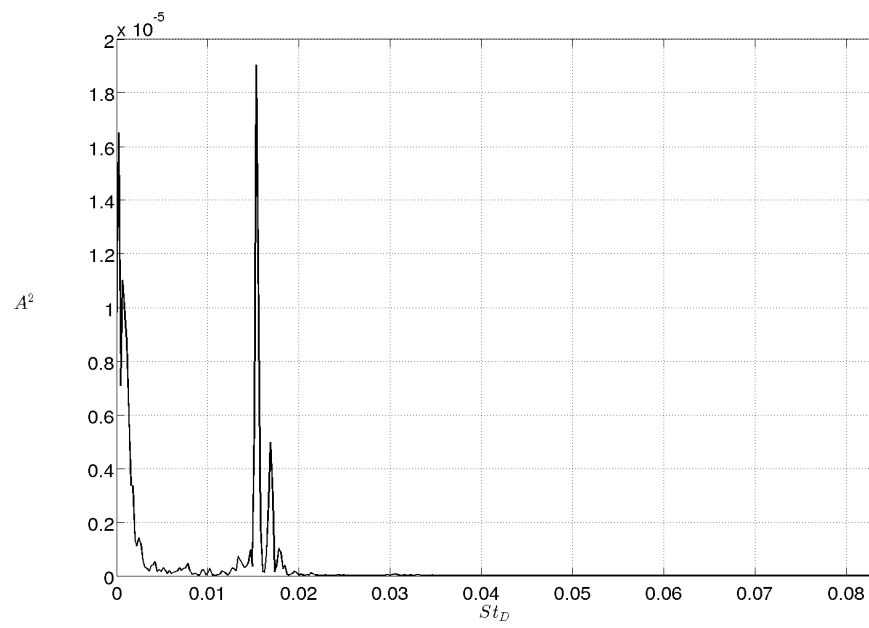


FIGURE 5.45 – Dynamique naturelle de l'écoulement pour $S/D = 12$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2\,500$: a) diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance



a)



b)

FIGURE 5.46 – Dynamique de l'écoulement forcé à 300 Hz : a) diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance

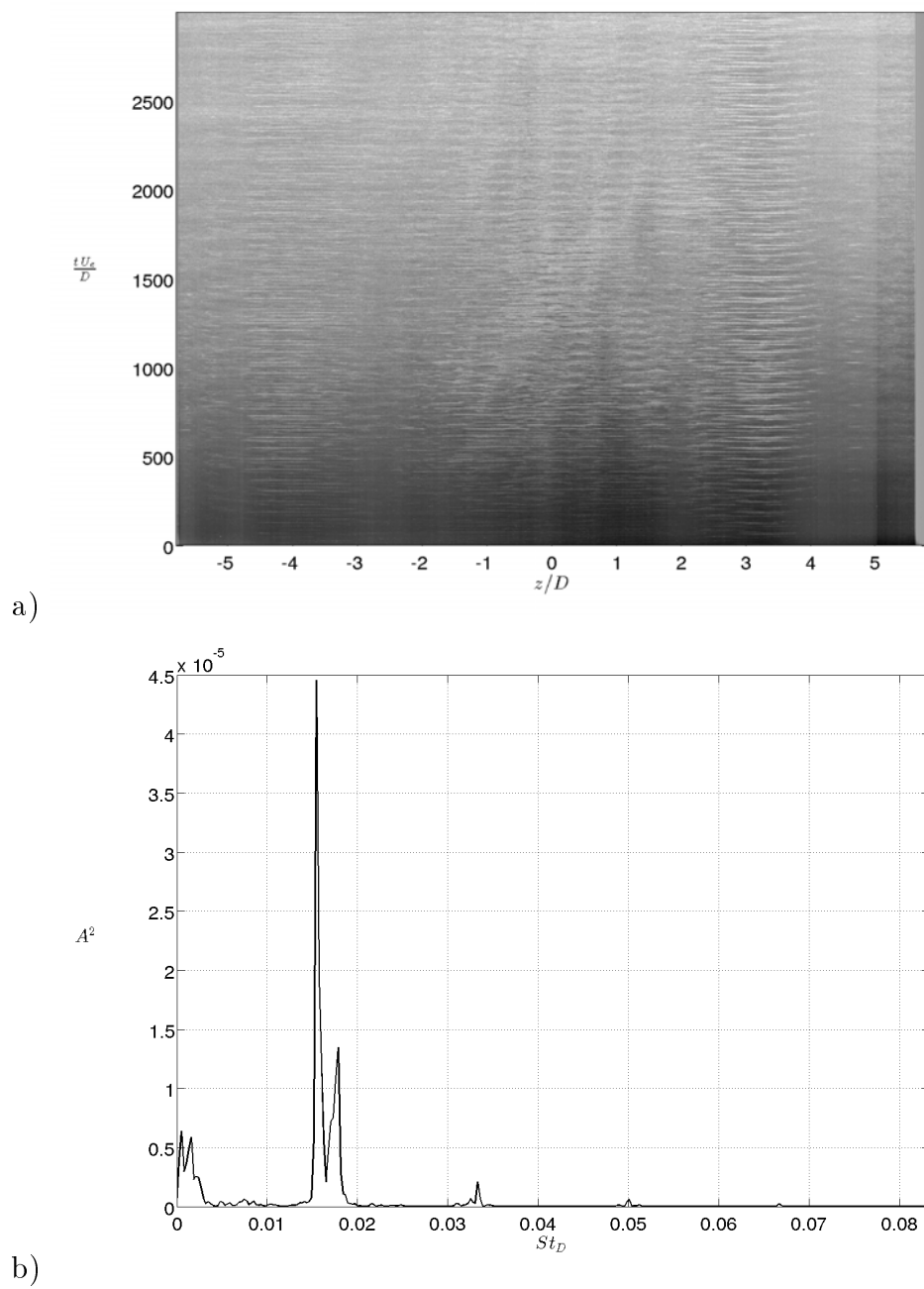


FIGURE 5.47 – Dynamique de l'écoulement forcé à 1 Hz : diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance

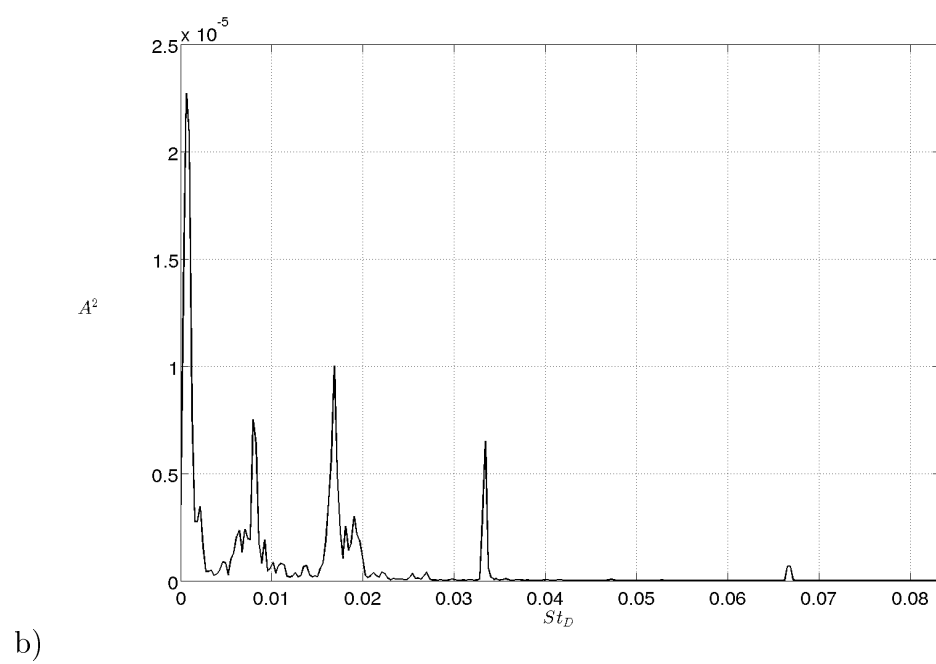
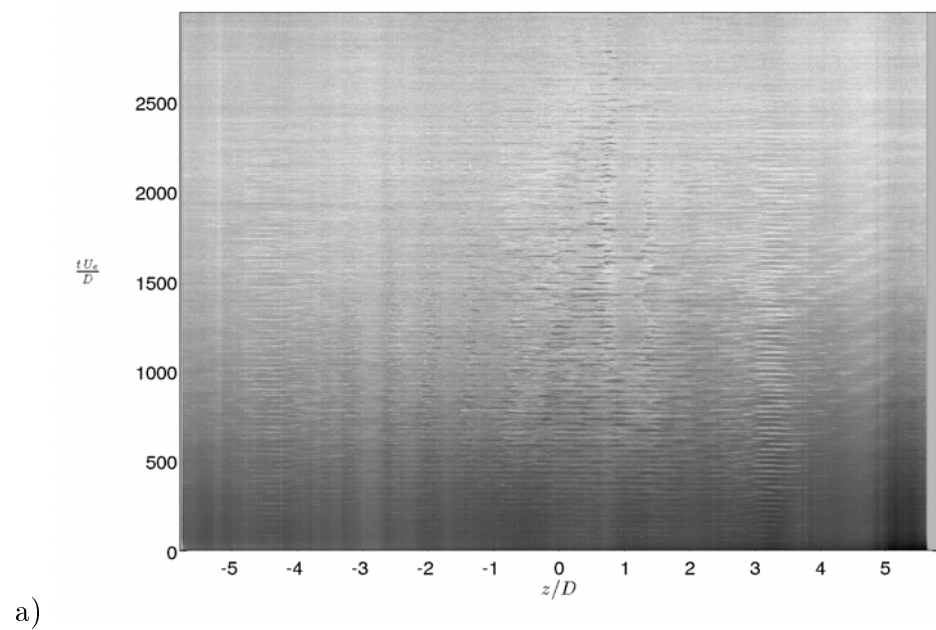


FIGURE 5.48 – Dynamique de l'écoulement forcé à 2 Hz : diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance

5.3 Contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée

Nous avons étudié la réponse de l'écoulement à un forçage périodique. Nous avons vu l'importance du choix de la fréquence de forçage et de son amplitude pour atteindre un régime d'accrochage. Dans cette partie, nous réalisons un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée.

5.3.1 Contrôle par commande retardée

Pyragas (1995) a proposé une loi de commande simple pour stabiliser des cycles oscillants chaotiques dans les systèmes dynamiques. La commande repose sur une connaissance partielle de l'état $\mathbf{X}(t)$ du système au temps courant et de ses états passés $\mathbf{X}(t - \tau)$, $\tau \in \mathbb{R}$. Dans sa version la plus simple, la commande s'écrit :

$$s(t) = K (\mathcal{M}(\mathbf{X}(t - \tau)) - \mathcal{M}(\mathbf{X}(t))), \quad (5.1)$$

où K est un gain (réel), τ un retard temporel et $\mathcal{M}(\cdot)$ le résultat d'une mesure sur le vecteur d'état \mathbf{X} . Le contrôle est par essence non-linéaire, puisqu'il respecte la dynamique non-linéaire du système dynamique :

$$\dot{\mathbf{X}}(t) = \mathbf{f}(\mathbf{X}(t), t) + s(t) \mathbf{e}_u, \quad (5.2)$$

\mathbf{f} étant le champ de vecteur du système dynamique et \mathbf{e}_u le vecteur qui porte la commande, relativement aux composantes du vecteur d'état. Le contrôle est par ailleurs en boucle fermée puisque la commande repose sur une mesure de l'état du système. Cette commande s'est révélée efficace, par exemple pour stabiliser des orbites périodiques instables de l'attracteur de Rössler de période faible, lorsque le retard τ vaut précisément la période de l'orbite périodique. La commande est non invasive, en cela qu'elle s'annule lorsque l'état cible $\mathbf{X}^*(t)$ est atteint. Cela résulte du fait que l'orbite cible stabilisée est une orbite périodique instable solution du système dynamique non contrôlé, de sorte que $\mathbf{X}^*(t - \tau) = \mathbf{X}^*(t)$ si τ est la période de l'orbite. D'autre part, la synthèse de la commande ne nécessite pas la connaissance préalable de l'orbite périodique cible $\mathbf{X}^*(t)$ pour fonctionner. Cela peut représenter un avantage décisif dans des applications de mécanique des fluides, où l'état cible, instable par nature, est généralement inconnu. La commande échoue en revanche généralement à stabiliser les orbites périodiques de période plus élevée, typiquement les orbites qui oscillent plus de trois fois dans l'espace des états avant de se refermer. Socolar *et al.* (1994) et Pyragas (1995) ont proposé de remédier à ce problème en proposant une loi de commande basée sur plusieurs états retardés du système (commande par retard étendue), de la forme :

$$s(t) = K \left((1 - R) \sum_{n=1}^{\infty} R^{n-1} \mathcal{M}(\mathbf{X}(t - n\tau)) - \mathcal{M}(\mathbf{X}(t)) \right), \quad (5.3)$$

qui fait intervenir les états passés $\mathbf{X}(t - n\tau)$ du système avec un facteur de pondération $0 \leq R \leq 1$. Cette commande stabilise effectivement les orbites périodiques instables de périodes supérieures (Pyragas (1995), Pyragas (2001)), et on peut prouver théoriquement que toutes les orbites périodiques instables de l'attracteur de Rössler, qui présentent un nombre de torsions impaires, sont stabilisables (Pivot *et al.* (2013)).

Le contrôle par commande retardée a initialement servi à stabiliser des orbites périodiques instables de l'attracteur chaotique. Dans le cas de l'écoulement de cavité, par exemple, cela reviendrait à stabiliser à une valeur constante l'amplitude des oscillations de la couche cisailée. Néanmoins, dans les écoulements fluides, il est souvent avantageux de stabiliser un régime stationnaire, autrement dit un point fixe du système. Balanov *et al.* (2005) ont réalisé une étude systématique des régimes dynamiques observés dans l'espace des paramètres τ, K . Ils ont notamment montré que le foyer instable du système de Rössler peut être lui aussi stabilisé. Le domaine de stabilité du point fixe, dans le plan τ, K , est relativement étendu, la commande étant la plus robuste dans une région centrée sur un gain K modéré et un retard de l'ordre de la moitié de la période de l'orbite périodique instable fondamentale de l'attracteur (notée 1 en dynamique symbolique, Letellier (1994)).

Nous nous proposons d'appliquer une loi de contrôle par commande retardée à l'écoulement de cavité. Cela suppose que plusieurs hypothèses fortes soient vérifiées, ce dont nous n'avons pas la garantie a priori. Notons que la mesure de l'état du système portera sur la pression en un point de la marche aval de la cavité. La commande sera appliquée à l'écoulement par l'intermédiaire d'un actionneur plasma situé légèrement en amont de la marche descendante. Pour que la loi de commande fonctionne, il est donc nécessaire que :

- i)* l'écoulement de cavité puisse être décrit par un système dynamique autonome de la forme :

$$\dot{\mathbf{X}}(t) = \mathbf{f}(\mathbf{X}(t)), \quad (5.4)$$

où le vecteur d'état $\mathbf{X}(t)$ et le champ vectoriel \mathbf{f} ne sont pas accessibles expérimentalement.

- ii)* Le régime dynamique de l'écoulement soit chaotique et l'attracteur constitué d'une infinité dénombrable d'orbites périodiques instables, stabilisables par les commandes (5.1) ou (5.3).
- iii)* Le caractère spatialement étendu de l'écoulement ne soit pas critique pour l'objectif de contrôle, et notamment la disposition en aval de la cavité du capteur et en amont de la cavité de l'actionneur.
- iv)* La commande soit éteinte lorsque $s(t) < 0$. Une commande *intermittente* doit donc être capable de stabiliser l'état cible visé car l'actionneur plasma n'est capable d'adresser que des commandes positives, le vent ionique produit par un actionneur plasma DBD soufflant toujours dans la même direction.

Ces hypothèses méritent évidemment d'être discutées.

- Concernant le point *iv)*, Pivot *et al.* (2013) ont montré qu'une commande intermittente, active seulement lorsque $u \geq 0$, parvenait à stabiliser les orbites périodiques et le point fixe instable du système de Rössler.
- Bien que mesurée sur la marche aval, aucun retard supplémentaire dans la boucle de contrôle ne devrait être introduit, le champ de pression, en tout point de l'écoulement, et en particulier sur le coin amont, s'adaptant instantanément aux variations de pression constatée sur la marche aval, du fait du caractère incompressible de l'écoulement. D'autre part, la fonction de transfert entre les marches amont et aval affiche un déphasage multiple entier de 2π , caractéristique des écoulements impactants, qui développent des oscillations auto-entretenues. L'amont et l'aval sont donc en phase.
- Concernant les hypothèses *i)* et *ii)*, Lusseyran *et al.* (2008) ont montré que la dynamique locale de la couche cisailée, reconstruite à partir d'une mesure de vitesse réalisée en un point de la couche cisailée, évolue dans un espace de plongement de

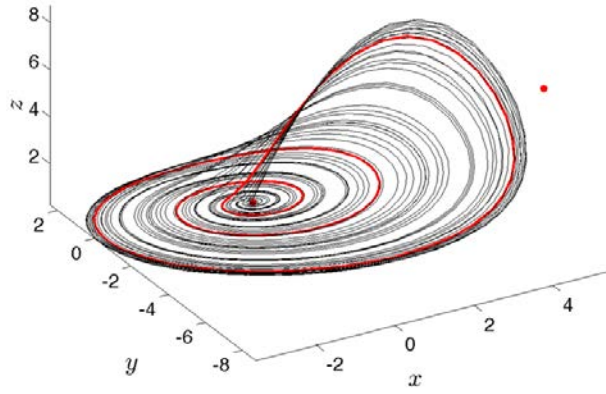


FIGURE 5.49 – Contrôle d’une orbite périodique instable (100) avec la loi de commande retardée étendue sur le système de Rössler pour $a = 0.432$, $b = 2$ et $c = 4$ (Pivot *et al.* (2013)). Les deux points fixes sont représentés en rouge. Le foyer instable est situé au sein de la spirale tandis que le point selle est situé à la limite du bassin d’attraction.

dimension raisonnablement basse, comprise entre 3 et 5 sur la gamme de Reynolds explorée. On peut donc penser que la dynamique puisse (localement) résulter d’un système dynamique sous-jacent de dimension raisonnablement basse. L’hypothèse d’un système dynamique autonome est probablement, dans ce cas, discutable, dans la mesure où le système localement identifié doit subir l’influence de son environnement, à savoir le reste de l’écoulement. L’hypothèse d’un système dynamique non-autonome serait plus réaliste.

Cette loi de commande a été appliquée sur le système dynamique de Rössler, Pivot *et al.* (2013), Duriez *et al.* (2013). Le système de Rössler est caractérisé par deux points fixes. À cause des effets dissipatifs, les trajectoires de ce système évoluent sur un attracteur. Le système dynamique est défini par :

$$\begin{cases} \dot{x} &= -y - z \\ \dot{y} &= x + ay \\ \dot{z} &= b + (x - c)z \end{cases}$$

C’est le système le plus simple susceptible de développer une dynamique chaotique. Pivot *et al.* (2013) a appliqué une loi de commande à retard intermittente (allumée dans les seules phases positives) sur le système de Rössler et a montré qu’elle était capable de stabiliser des orbites périodiques instables de l’attracteur (cycle rouge sur la figure 5.49) mais aussi des points fixes. Nous projetons donc d’appliquer cette commande à l’écoulement de cavité.

5.3.2 Protocole expérimental

Dans cette partie, nous décrivons les trois éléments de la boucle de contrôle que sont l’actionneur, le capteur et le contrôleur.

Actionneur

Nous utilisons un actionneur plasma froid à décharge à barrière diélectrique mais avec une configuration différente de celle utilisée pour les expériences de forçage. En effet, le

diélectrique est du PMMA de 2 mm d'épaisseur. Les électrodes sont des bandes d'aluminium adhésives. L'électrode reliée à la haute-tension fait 10 mm de large tandis que l'électrode de masse fait 5 mm de large. Ce choix est motivé par les résultats dans la littérature ainsi que nos différents tests qui montrent que le vent ionique est moins élevé lorsque l'extension du plasma est limitée. Nous utilisons également une distance inter-électrode négative $d = -1$ mm afin de limiter cette vitesse de vent. L'extrémité aval de l'électrode de masse est située à 3 mm du bord amont de la cavité. Cette électrode de masse est encapsulée dans de l'araldite. Le signal de tension est une sinusoïde modulée contrairement au signal pulsé utilisé pour les expériences de forçage. La fréquence de la porteuse est fixée par la fréquence de résonance du système $f_{res} = 6.2$ kHz pour les expériences de contrôle. La fréquence modulante est définie par la loi de commande établie par le contrôleur. Cette loi de commande est envoyée à la sortie du GBF qui accepte une tension comprise entre ± 5 V. La partie négative de la tension définit la surmodulation appliquée sur le signal. Dès lors, nous devons nous affranchir de la partie négative du signal de la loi de commande afin qu'aucune surmodulation du signal ne soit appliquée. La loi de commande est intermittente : seule la partie positive du signal est active.

Capteur

Le signal de mesure est un signal de pression prélevé sur la marche aval :

$$\mathcal{M}(\mathbf{X}(t)) \equiv P(t).$$

Prendre le signal de pression mesuré en paroi, comme entrée du contrôleur est un choix qui présente des avantages pratiques mais qui oblige à isoler la part de l'information correspondant à la dynamique à contrôler. Bien que les prises de pression soient de petite taille, la pression inclue la contribution de nombreux phénomènes extra-cavitaires. Il en résulte un accroissement rédhibitoire du nombre de degrés de liberté, impossible à gérer par un modèle de contrôle temps réel. Dans notre expérience en soufflerie, l'écoulement en cavité ouverte est soumis à deux types de perturbations externes au système. La première source provient des bruits environnants (moteur du ventilateur, matériel informatique, voix, etc) dont la dynamique est largement au-dessus de la bande fréquentielle de la couche cisailée. Une deuxième source de perturbation est celle induite par les variations globales de la pression interne dans le bâtiment qui génèrent une dynamique très basse fréquence (< 1 Hz). Ces variations de pression ont principalement pour origine les bourrasques de vent, mais aussi dans une moindre mesure, les événements du trafic routier (passage de bus, etc) et les variations de l'aération des différentes parties du bâtiment. Dans notre cas un filtrage passe bande devrait permettre d'isoler aisément la contribution de l'aérodynamique à contrôler. Cependant, un filtre en temps réel se devant d'être causal, puisque les temps à venir restent inconnus à l'instant t , il induit par construction un déphasage qui ne peut pas être compensé. La situation est donc différente du filtrage d'une série temporelle enregistrée au préalable, qui peut être traitée par un filtre de type Butterworth non causal, évitant tout déphasage entre la série initiale et la série filtrée. En temps réel, ce déphasage est une contrainte forte sur la modélisation, contrainte que l'on souhaite minimiser. Au point $x/D = 2$, $y/D = -0.04$ et $z/D = 0$, le signal de pression capte parfaitement les fréquences d'oscillations de la couche cisailée, ainsi que les basses fréquences. Malheureusement, il est également très marqué par les fréquences autour de 100 Hz. De telles fréquences, relativement élevées par rapport à

celles de la couche cisailée, ont pour effet, lorsque l'actionneur les impose à l'amont de l'écoulement, de tuer les structures oscillantes de la couche cisailée. Cela a été constaté lors d'essais en forçage. Un simple filtre passe-bas a donc été choisi pour éliminer les fréquences au-dessus de 60 Hz. En revanche, pour s'affranchir des très basses fréquences, nous avons opté pour une mesure de pression différentielle entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité, visant à éliminer les oscillations de la pression interne au bâtiment car l'étroitesse de la bande de filtrage basse fréquence, typiquement entre 0 et 2 Hz, provoque un déphasage considérable.

Le filtre est construit avec la boîte à outils Signal de matlab en cherchant à éliminer toute oscillation de la bande passante quitte à perdre en raideur dans la bande de coupure. Un filtre de type Chebyshev II remplit de façon satisfaisante ces exigences. Il est stable, mais sa phase n'est ni constante, ni linéaire. Pour les fréquences inférieures à 60 Hz, les oscillations d'amplitude sont limitées à 0.03 dB. Sur l'intervalle [60 – 120 Hz], les amplitudes sont atténuées de 60 dB. Quand on examine le module du filtre (figure 5.50 a), on constate que l'atténuation à la fréquence de coupure est supérieure au 0.06 dB demandé à la construction du filtre, ce qui conduit à un amortissement croissant à partir de 40 Hz. En revanche la bande passante est bien exempte d'oscillations générées par le filtre. L'action du filtre sur un enregistrement de la pression confirme les propriétés en amplitude du filtre (figure 5.50 c).

Le déphasage entre le signal filtré et le signal initial étant inévitable, il est nécessaire de l'évaluer. Certains filtres autorisent un déphasage constant, mais nous n'y avons pas accès dans la boîte à outil Signal de matlab. Le retard de phase, tracé sur la figure 5.50 b, correspond au retard exprimé en nombre d'indices en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence de Nyquist ($f_e/2 = 1000$ Hz). On constate que dans la bande de fréquences 0 – 50 Hz ce décalage varie de 30 à 47 points soit de 15 ms à 23 ms. L'inter-corrélation entre le signal original et le filtré donne comme décalage le plus probable 34 points soit 17 ms. Bien que ce déphasage dépende de la fréquence, nous retiendrons cette valeur moyenne.

En dehors des très basses fréquences, la fréquence la plus énergétique du signal de pression brute est à 64 Hz. Elle écrase la mesure de la dynamique intra-cavitaire. Il s'agit de la pression mesurée en cours d'une phase de contrôle avec un retard égal à la période de la fréquence fondamentale (21.2 Hz) de l'écoulement libre ($L/D = 2$, $S/D = 6$). Après filtrage (figure 5.50.d) ne subsiste bien que les fréquences de l'écoulement entre 0 Hz et 40 Hz. Notons encore que le signal, filtré et corrigé du déphasage moyen de 17 ms, apparaît en quasi opposition de phase avec le signal filtré non-corrigé. On peut en déduire que le signal filtré est en quasi opposition de phase avec le signal de référence de la boucle de contrôle. Rappelons que ce déphasage, s'il peut être corrigé après coup comme dans cet exemple, ne peut pas l'être en temps réel, car il faudrait prédire la dynamique sur un temps au moins aussi long que ce déphasage. Ce point sera discuté lors de l'interprétation de l'impact de la boucle de contrôle sur l'écoulement dans la partie 5.3.3.

Contrôleur

Nous connaissons maintenant la loi de contrôle, l'actionneur et le capteur. Il nous faut maintenant réaliser la boucle fermée pour que ces différents éléments interagissent. Nous avons vu que la loi de contrôle est basée sur l'algorithme de Pyragas (section 5.3.1). Nous utilisons le logiciel Simulink pour simuler le modèle. Le pas de temps pour l'intégration du modèle est fixé à 0.5 ms et nous utilisons un schéma de discrétisation des équations par

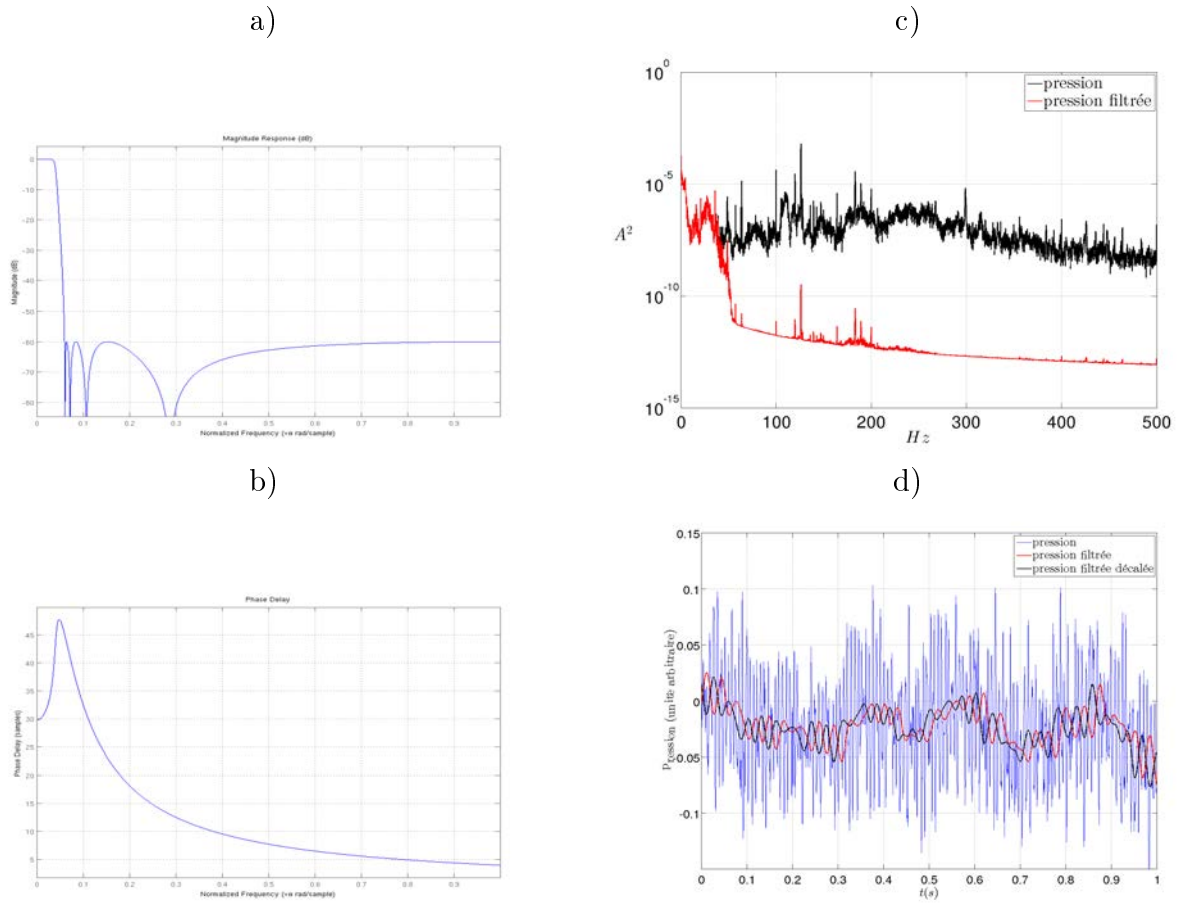


FIGURE 5.50 – Caractéristiques du filtre : module a) et retard de phase b). Spectre de puissance du signal de pression sans et avec filtrage temps réel c) ; comparaison des séries temporelles de pression, sans (bleu), avec filtrage (rouge) et filtrée avec correction du déphasage moyen de $17ms$ (noir) d).

différences finies pour la résolution. Le traitement des signaux en temps réel est réalisé par le processeur de signal numérique (DSP), en l'occurrence ici nous utilisons le DSP de la marque DSpace. La carte du processeur est une DS1006 constituée de quatre coeurs à 3 GHz. La RAM pour le calcul des applications est de 256 MB. La carte d'acquisition des entrées-sorties est une DS2201 constituée de 20 entrées analogiques/digitales codées sur 12 bits. Le temps de conversion d'un canal de sortie, donc d'analogique à digital, est de $32.5 \mu s$ soit 30 kHz. Les entrées/sorties de la carte d'acquisition sont définies sur une plage de tension à ± 10 V. Pour interagir avec le modèle et réaliser des enregistrements de données, une interface graphique est réalisée à partir du logiciel Control Desk fourni par DSpace. Ce logiciel permet de relier les variables du modèle qui nous intéressent à des outils de mesure et d'enregistrement. Nous pouvons ainsi modifier en temps réel la valeur du gain de la loi de contrôle, par exemple. L'implémentation du modèle Pyragas, la communication avec le contrôleur DSpace et l'interface graphique ont été réalisées par Th. Duriez durant son post-doc, Duriez *et al.* (2013).

Au temps t , le système DSpace acquiert $P(t)$, applique le filtre pour donner $P_f(t)$ et

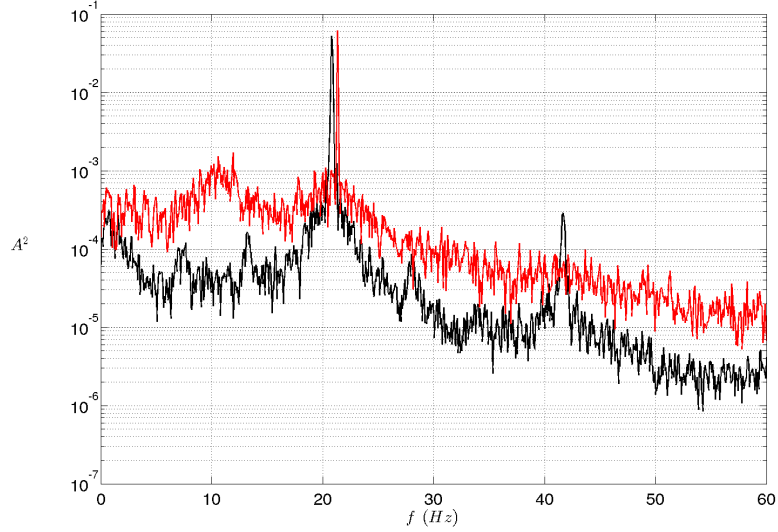


FIGURE 5.51 – Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. L'écoulement naturel est représenté en noir, et l'écoulement forcé à la fréquence naturelle en rouge.

construit la commande :

$$\begin{cases} s(t) = P_f(t - \tau) - P_f(t) & \text{si } P_f(t - \tau) > P_f(t) \\ s(t) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.5)$$

où $P_f(t) = h(t) \star P(t)$ est le signal de pression filtré, $h(t)$ la réponse impulsionnelle du filtre, et \star le produit de convolution.

La commande s module alors la haute tension appliquée à l'actionneur plasma, par l'intermédiaire du générateur basse fréquence :

$$E = Ks(t)e^{i\omega t},$$

avec $\omega \simeq 6.2$ kHz est la fréquence du champ électrique appliqué entre les deux électrodes et K un gain. A la fréquence f_a , le signal appliqué peut donc s'écrire comme :

$$s(t) \simeq P_f(t - \tau - \tau_f) - P_f(t - \tau_f),$$

c'est-à-dire que le signal appliqué au temps t n'est pas issu d'une mesure au temps t mais au temps $t - \tau_f$.

5.3.3 Résultats du contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée

Analysons, dans un premier temps, la différence entre la dynamique naturelle et celle de l'écoulement forcé à la fréquence naturelle. A cette fin, nous représentons sur la figure 5.51 les spectres de densité spectrale de puissance établis à partir d'une mesure de vitesse par LDV (au point $x/D = 2, y/D = -0.04$ et $z/D = 0$). L'écoulement naturel présente une fréquence fondamentale à 21.2 Hz et son harmonique à 42.4 Hz. En revanche, l'écoulement forcé ne présente que la fréquence fondamentale, l'harmonique n'étant pas excitée. Ce résultat est surprenant car nous avons observé l'apparition de la fréquence de

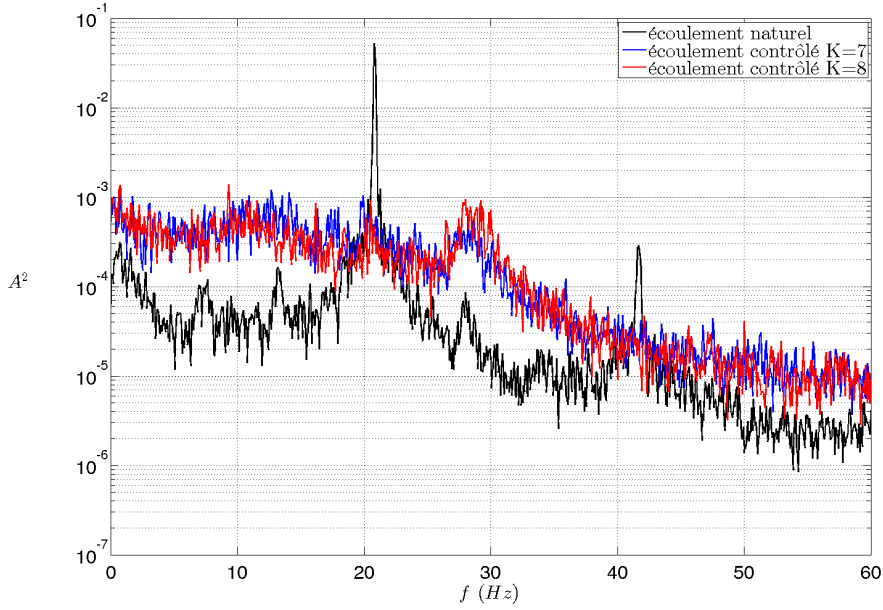


FIGURE 5.52 – Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. L'écoulement naturel est représenté en noir, le spectre de l'écoulement contrôlé pour un gain $K \approx 7$ est en bleu et pour $K \approx 8$ le spectre est en rouge.

forçage et de ses harmoniques lors des expériences de forçage à $f^* = f_a$. La forme du signal de tension est différente entre les expériences de forçage (signal pulsé) et de contrôle en boucle fermée (signal modulé). Ce résultat suggère qu'un signal modulé permettrait de s'affranchir des harmoniques de la fréquence de forçage.

Intéressons nous maintenant à la dynamique de l'écoulement contrôlé. Le résultat sur l'écoulement de cavité de la loi de commande (5.5) est illustré sur la figure 5.52. Le pic associé aux oscillations de la couche cisailée est clairement identifiable sur le spectre de la dynamique naturelle. En revanche, on voit que le pic a disparu du spectre de la dynamique contrôlée, c'est-à-dire que les oscillations auto-entretenues ont cessé. C'est un résultat inattendu puisque le retard appliqué, $\tau = \tau_a$, aurait dû stabiliser un régime oscillant d'amplitude constante. Par ailleurs, l'énergie fluctuante du régime contrôlé n'est pas supérieure à celle du régime naturel. En effet, l'écart type du signal contrôlé est de l'ordre de 0.3049 contre 0.3077 pour la dynamique naturelle (figure 5.53). On observe d'ailleurs que les amplitudes de vitesse entre l'écoulement naturel et l'écoulement contrôlé sont du même ordre. En revanche, une rupture de phase semble apparaître dans le signal contrôlé. Ce phénomène est observable au temps $t = 33.25$ s par exemple. Si le contrôle modifie la phase des oscillations et non pas l'amplitude, on peut alors espérer supprimer la résonance acoustique en régime compressible. Cependant, le déphasage de la commande par rapport à la mesure, $\phi = 2\pi\tau_f/\tau_a$, n'est pas contenu dans la théorie. Son effet est donc largement inconnu. Il est intéressant de constater que le pic décalé droit autour de 27 Hz est amplifié. En outre, cette amplification augmente avec le gain de la loi de commande. Nous avons vu dans la section 5.3.2 que le déphasage le plus probable occasionné par le filtre passe-bas est de 17 ms. Ce déphasage a pu modifier la loi de commande de telle façon que nous ne stabilisons pas l'orbite périodique du cycle des oscillations de la couche cisailée. En effet, le cycle naturel des oscillations de la couche cisailée est de 47 ms sur ce cas. La loi de commande est basée sur la mesure de la

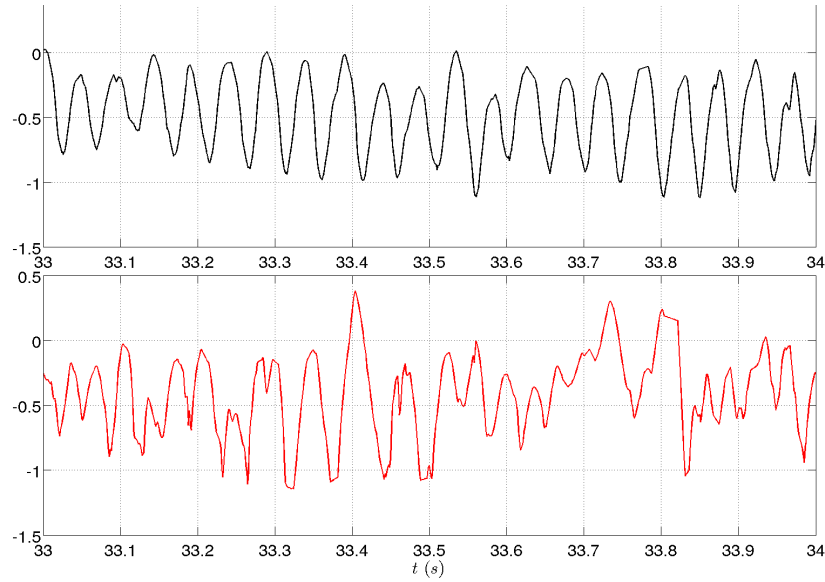


FIGURE 5.53 – Signaux temporels de l'écoulement naturel en noir et de l'écoulement contrôlé avec un gain $K \approx 8$ en rouge.

pression filtrée au temps t et $t - \tau$. Son temps de référence est alors décalé de 17 ms par le filtre. L'action de la loi de commande correspond à l'action conforme au modèle 17 ms plus tôt. Regardons de plus près les spectres de la loi de commande et de la mesure de pression (figure 5.54). On observe des spectres similaires sur la plage en fréquence [0-40 Hz] avec un pic autour de 27 Hz (37 ms). Le spectre de la loi de commande est en accord avec le modèle car la fréquence associée au temps τ est bien supprimée. Dans cette configuration de l'écoulement, le pic décalé droit à 27 Hz est fortement élargi. La présence de la fréquence 27 Hz dans le spectre de la loi de commande explique l'amplification de cette fréquence observée sur le spectre de pression. Notons par ailleurs que la commande ne tend pas vers zéro. La commande reste donc invasive et l'état contrôlé n'est probablement pas une solution naturelle du système, mais un état forcé par la commande. Cette inversion de l'action du contrôle, c'est à dire la destruction des oscillations à la fréquence f_a au lieu de leur stabilisation, reste principalement non expliquée. Deux hypothèses devront être explorées. La première est le rôle du déphasage sur la loi de commande. La deuxième hypothèse porte sur la topologie de la dynamique qui serait plutôt un chaos toroïdal qu'une dynamique de type ruban de Rössler.

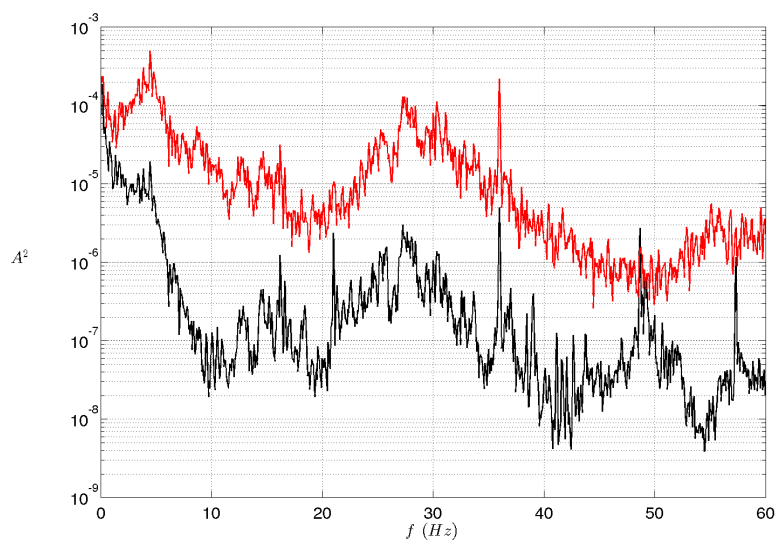


FIGURE 5.54 – Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. La loi de commande est en rouge et la mesure au capteur de pression à l’aval est en noir.

5.3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons réalisé des contrôles en boucle ouverte et fermée des oscillations auto-entretenues de la couche cisailée impactante. A cette fin, nous avons utilisé un actionneur plasma froid à décharge à barrière diélectrique. Cet actionneur permet de générer un vent ionique en proche paroi. Nous avons déterminé les paramètres de cet actionneur pour un fonctionnement optimal du contrôle. En effet, nous avons trouvé les paramètres permettant de perturber l'écoulement sans modifier le profil de couche limite à l'amont de la cavité. Un contrôle en boucle fermée est plus délicat à mettre en place qu'un contrôle en boucle ouverte. En effet, le choix et l'implémentation en temps réel de la loi de contrôle est plus complexe. Aussi, nous avons réalisé dans un premier temps un contrôle en boucle ouverte (forçage) afin d'analyser la réponse de l'écoulement à un forçage périodique. Ces études ont révélé l'importance du choix de la fréquence et de l'amplitude du forçage pour atteindre un régime d'accrochage. Dans un deuxième temps, nous avons réalisé un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée. Nous avons choisi d'implémenter une loi de commande par retard. Cette loi de contrôle nécessite de connaître l'état du système en un point au temps t ainsi qu'aux temps précédents. En revanche, cette méthode ne requiert pas de modéliser la dynamique. La mesure de la réponse de l'écoulement est réalisée à l'aide d'un capteur de pression. Nous avons vu la nécessité de filtrer les hautes et les basses fréquences afin d'isoler la dynamique pertinente pour le contrôle de l'écoulement. Les basses fréquences ont été filtrées à l'aide d'une soustraction différentielle tandis que les hautes fréquences ont été filtrées par un filtre passe-bas de type Chebychev II. Le filtrage du signal en temps réel crée un déphasage dont la valeur la plus probable est autour de 17 ms. Le contrôle des oscillations de la couche cisailée, avec une période du retard fixée sur la période du cycle des oscillations, n'a pas permis de stabiliser l'orbite périodique instable. Les résultats ont révélé l'absence d'oscillations de la couche cisailée et une légère amplification d'un pic décalé droit situé autour de 27 Hz. Nous avons vu que ce résultat est probablement lié au déphasage produit par le filtre qui modifie la loi de commande. Par ailleurs, nous avons observé que la loi de commande ne tend pas vers zéro, ce qui indique que le système n'est pas stabilisé. En perspective de ce travail, nous devons prendre en compte le déphasage occasionné par le filtre dans le modèle de la loi de commande. Du point de vue d'une application potentielle, ce résultat reste intéressant car les oscillations à une fréquence piquée sont réduites d'un facteur 15 avec un apport d'énergie à l'écoulement qui reste très faible même s'il ne tend pas vers zéro.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux expérimentaux et numériques sur l'écoulement de cavité. Nous avons étudié dans cette thèse, la dynamique intra-cavitaire de l'écoulement de cavité ouverte ainsi que le contrôle de l'écoulement.

De nombreuses études ont porté sur la dynamique de la couche cisailée et en particulier sur ses oscillations auto-entretenues. En revanche, peu d'études se sont intéressées à la dynamique de l'écoulement 3D développée au sein de la cavité. Dans les études expérimentales de Faure *et al.* (2007), Faure *et al.* (2009a), les caractéristiques principales de l'écoulement intra-cavitaire sont identifiées, en particulier les structures 3D de l'écoulement associées aux tourbillons contra-rotatifs de type Taylor-Görtler. Les études numériques de Brès et Colonius (2008), Meseguer-Garrido *et al.* (2011) ont permis de révéler l'existence de familles de modes 3D différentes selon la géométrie de la cavité. Enfin, pour des valeurs particulières du nombre de Reynolds, Faure *et al.* (2009a) identifient un deuxième régime de l'écoulement intra-cavitaire dans lequel la dynamique des structures de Taylor-Görtler est modifiée.

Partant de ces résultats, nous avons complété la caractérisation la dynamique intra-cavitaire dans laquelle les structures de Taylor-Görtler apparaissent. A cette fin, une étude expérimentale paramétrique des seuils de transition et des familles de modes 3D, selon la géométrie de la cavité, le nombre de Reynolds et dans les deux régimes principaux de l'écoulement intra-cavitaire a été réalisée.

Les résultats montrent l'influence des confinements latéral et longitudinal sur la nature du mode sélectionné par l'écoulement. Lorsque le confinement longitudinal de la cavité est suffisant, la famille de modes sélectionnée est stationnaire. En réalité, ces modes dérivent légèrement à cause des écoulements secondaires induits par les parois latérales. Au-delà d'une valeur critique du rapport de forme L/D , la famille de modes sélectionnée devient propagative. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats numériques de stabilité linéaire dans la littérature. En revanche, nous avons montré que le scénario de sélection des familles de modes selon le confinement longitudinal est plus complexe lorsque le confinement latéral augmente. En particulier, nous avons vu que la famille de modes quasi-stationnaires est systématiquement sélectionnée dans les deux régimes de l'écoulement et pour tous les rapports de forme L/D .

Des analyses de stabilité linéaires 3D permettraient de vérifier cet effet du confinement latéral.

Le problème délicat de l'identification des seuils de transition vers les régimes primaire et secondaire de la dynamique a été longuement investi. La bifurcation vers le régime

primaire est supercritique pour les deux rapports de forme transverses S/D et tous les rapports de forme L/D étudiés. La bifurcation vers le régime secondaire est supercritique pour la configuration $S/D = 12$. La dynamique de l'écoulement pour $S/D = 6$ est plus complexe ce qui rend l'identification de la nature de la bifurcation vers le régime secondaire plus délicate. A partir de ces mesures, une décroissance monotone du seuil de bifurcation avec le rapport de forme L/D a été identifiée indépendamment du régime d'écoulement étudié et du rapport transverse S/D .

La dynamique du régime secondaire n'a pas fait l'objet de nombreuses études. Aussi, nous avons essayé d'identifier le mécanisme à l'origine de ce régime. Nous avons vu que le régime secondaire est constitué de deux ondes contra-propagatives qui se superposent. Les motifs modulés produits par cette superposition d'ondes suggèrent l'apparition d'une instabilité secondaire. Cette hypothèse est appuyée par l'identification d'un seuil de bifurcation associé à ce régime. Deux scénarii ont alors été proposés pour expliquer cette transition. Le premier considère une bifurcation du coefficient de couplage des deux ondes permettant leur co-existence sur un domaine spatial commun. Dès lors, les ondes peuvent se superposer et donner lieu au motif d'interférence observé sur les diagrammes spatio-temporels. Le deuxième scénario repose sur l'apparition d'une instabilité modulationnelle. Lorsque l'amplitude de l'onde associée au régime primaire atteint une amplitude critique, un transfert d'énergie vers d'autres modes se produit via une résonance triadique. L'analyse de stabilité linéaire permet d'identifier les modes instables au seuil du premier régime saturé. Elle n'apporte pas d'informations sur la dynamique du deuxième régime saturé. Pour étudier nos hypothèses, nous avons réalisé une analyse faiblement non-linéaire de la dynamique à l'aide du formalisme des équations d'amplitudes. Dans ce cadre, nous devons déterminer les coefficients des équations pour vérifier nos hypothèses. Cependant, la sensibilité des valeurs des coefficients au domaine spatial utilisé pour leur identification, ne nous a pas permis d'obtenir des coefficients physiquement acceptables.

Afin d'identifier le mécanisme à l'origine du régime secondaire, des simulations numériques directes de l'écoulement pourraient être envisagées. Ces simulations pourraient garantir l'absence de bruit et une résolution spatiale et temporelle suffisante. De plus, une analyse de stabilité linéaire 3D sur le régime primaire pourrait être réalisée. Un contrôle de la dynamique intra-cavitaire est également envisageable et intéressant, dans la perspective de la maîtrise des transferts d'un scalaire passif entre les écoulements extérieur et intérieur de la cavité. Ce projet avait été envisagé dès le début de la thèse.

Nous nous sommes également intéressés au contrôle de l'écoulement de cavité. Nous avons choisi d'utiliser un actionneur plasma froid à décharge à barrière diélectrique pour produire une perturbation de l'écoulement en proche paroi. Nous avons identifié la réponse de l'écoulement à un forçage périodique ce qui a permis d'identifier les seuils d'accrochage selon l'amplitude et la fréquence du forçage. Les propriétés d'amplification de la couche cisailée rendent le scénario d'accrochage plus riche. En effet, selon la valeur de la fréquence du forçage, la couche cisailée amplifie soit la fréquence fondamentale du forçage soit son premier harmonique. Les oscillations de la couche cisailée peuvent alors accrocher la fréquence du premier harmonique de la fréquence du forçage. Nous avons pu aussi montrer qu'il est possible d'agir sur l'écoulement transverse par un forçage à très basse fréquence. En dépit de la faible énergie de ces structures, on arrive à solliciter les non-linéarités associées.

Forts de ces résultats, nous avons entrepris un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée. Le contrôle en boucle fermée est plus difficile à réaliser qu'une expérience de forçage car il nécessite d'implémenter un loi de contrôle en temps réel. Dans la littérature, l'objectif principal du contrôle de la couche cisailée est la suppression des oscillations auto-entretenues car elles sont responsables de bruit aéro-acoustique pour des vitesses élevées de l'écoulement. Nous avons pour objectif la mise en place d'une méthode de contrôle non-linéaire générique, permettant de viser un objectif de point fixe ou de cycle limite. La première étape a consisté à tenter de stabiliser le cycle limite instable associé à la fréquence principale de l'écoulement. La loi de commande retardée de la valeur de la période du cycle limite n'a pas conduit au résultat attendu. En effet, les oscillations auto-entretenues de la couche cisailée ont été supprimées. Toutefois, d'un point de vue applicatif, ce résultat reste intéressant car l'amplitude des oscillations de la couche cisailée a été réduite d'un facteur 15, avec peu d'énergie injectée dans le système. Dans une perspective d'un contrôle en boucle fermée des oscillations auto-entretenues de la couche cisailée, le déphasage occasionné par le filtre passe-bas, utilisé pour filtrer les hautes fréquences externes à l'écoulement, devra être pris en compte dans le modèle de la loi de commande. Nous disposons dorénavant d'une boucle fermée expérimentale opérationnelle qui pourra, à l'avenir, tester différents modèles de contrôle.

Bibliographie

- H. D. I. ABARBANEL, M. I. RABINOVITCH et M. M. SUSHCHIK : *Introduction to nonlinear dynamics for physicists*. World Scientific, 1993.
- C. K. AIDUN, N. G. TRIANTAFILLOPOULOS et J. D. BENSON : Global stability of a liddriven cavity with throughflow : Flow visualization studies. *Physics of Fluids*, 3 (2081):2081–2091, 1991.
- S. ALBENSOEDER et H. C. KUHLMANN : Nonlinear three-dimensional flow in the lid-driven square cavity. *J. Fluid Mech.*, 569:465–480, 2006.
- S. ALBENSOEDER, H. C. KUHLMANN et H. J. RATH : Three-dimensional centrifugal-flow instabilities in the lid-driven-cavity problem. *Physics of Fluids*, 13(1):121–135, 2001.
- F. ALIZARD, J.-Ch. ROBINET et X. GLOERFELT : A domain decomposition matrix-free method for global linear stability. *Computers and Fluids*, 66:63–84, 2012.
- K. ALLEGRAUD, O. GUAITELLA et A. ROUSSEAU : Spatio-temporal breakdown in surface DBDs : evidence of collective effect. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40:7698–7706, 2007.
- C. D. ANDERECK, S. S. LIU et H. L. SWINNEY : Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *J. Fluid Mech.*, 164:155–183, 1986.
- A. G. BALANOV, N. B. JANSON et E. SCHÖLL : Delayed feedback control of chaos : bifurcation analysis. *Physical Review E*, 71(016222):1–9, 2005.
- J. BARRON, D. FLEET et S. BEAUCHEMIN : Performance of optical flow techniques. *Int. J. Comput Vision*, 12:43–77, 1994.
- J. BASLEY : *An Experimental Investigation on Waves and Coherent Structures in a Three-dimensional Open Cavity Flow*. Thèse de doctorat, 2012.
- N. BÉNARD, J. JOLIBOIS, E. MOREAU, R. SOSA, G. ARTANA et G. TOUCHARD : Aerodynamic plasma actuators : A directional micro-jet device. *Thin Solid Films*, 516:6660–6667, 2008.
- N. BENARD, E. MOREAU, J. GRIFFIN et L. N. III CATTAFESTA : Slope seeking for autonomous lift improvement by plasma surface discharge. *Experiments in Fluids*, 48:791–808, 2010.
- T. B. BENJAMIN et J. E. FEIR : The disintegration of wave trains on deep water. *J. Fluid Mech.*, 27(part3):417–430, 1967.

- P. BERGÉ, Y. POMEAU et C. VIDAL : *L'espace chaotique*. Hermann, 1998.
- J. P. BOEUF, Y. LAGMICH et L. C. PITCHFORD : Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharge plasma actuator operating in air. *Journal of Applied Physics*, 106(023115), 2009.
- J. P. BOEUF et L. C. PITCHFORD : Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *Journal of Applied Physics*, 97(103307), 2005.
- M. BONIS, J.-P. RENAUDEAUX et C. RIBREAU : *La mesure des pressions*. Masson, 1983.
- P. BOT, O. CADOT et I. MUTABAZI : Secondary instability mode of a roll pattern and transition to spatiotemporal chaos in the Taylor-Dean system. *Physical Review E*, 58(3):3089–3097, 1998.
- V. BOUCINHA : *Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique- Contribution au contrôle d'écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*. Thèse de doctorat, 2009.
- L. BREIMAN et J. H. FRIEDMAN : Estimating optimal transformations for multiple regression and correlation. *Journal of the American Statistical Association*, 80(391):580–598, 1985.
- G. A. BRÈS et T. COLONIUS : Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities. *J. Fluid Mech.*, 599:309–339, 2008.
- J. BURGUETE, H. CHATÉ, F. DAVIAUD et N. MUKOLOBWIEZ : Bekki-Nozaki amplitude holes in hydrothermal nonlinear waves. *Physical Review Letters*, 82(16):3252–3255, 1999.
- J. BURGUETE, D. MAZA et H.L MANCINI : One-dimensional dynamics in locally heated liquid layers. *Physica D*, 174:56–70, 2003.
- L. N. III CATTAFESTA, Q. SONG, D. R. WILLIAMS, C. W. ROWLEY et F. S. ALVI : Active control of flow-induced cavity oscillations. *Progress in Aerospace Sciences*, 44:479–502, 2008.
- K. CHANG, G. CONSTANTINESCU et S-O PARK : Analysis of the flow and mass transfer processes for the incompressible flow past an open cavity with a laminar and a fully turbulent incoming boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 561:113–145, 2006.
- F. CHARRU : *Instabilités Hydrodynamiques*. CNRS EDITIONS, 2007.
- F. CHARRU et Pierre BARTHELET : Secondary instabilities of interfacial waves due to coupling with a long wave mode in a two-layer couette flow. *Physica D*, 125:311–324, 1999.
- M. P. CHAUVE et P. LE GAL : Complex bi-orthogonal decomposition of a chain of coupled wakes. *Physica D*, 58:407–413, 1992.
- K. K. CHEN, J. H. TU et C. W. ROWLEY : Variants of dynamic mode decomposition : connections between Koopman and Fourier analyses. *JFM Online first*, 2012.

- A. CHIFFAUDEL et S. FAUVE : Strong resonance in forced oscillatory convection. *Physical Review A*, 35(9):4004–4007, 1987.
- T. CORPETTI, D. HEITZ, G. ARROYO, E. MÉMIN et A. SANTA-CRUZ : Fluid experimental flow estimation based on an optical-flow scheme. *Experiments in Fluids*, 40:80–97, 2006.
- S. M. COX et P. C. MATTHEWS : Exponential time differencing for stiff systems. *Journal of Computational Physics*, 176:430–455, 2002.
- M. C. CROSS et P. C. HOHENBERG : Pattern formation outside of equilibrium. *Rev. Mod. Phys.*, 65(3), 1993.
- J. D’ADAMO, R. GODOY-DIANA et E. WESFREID : Spatiotemporal spectral analysis of a forced cylinder wake. *Physical Review E*, 84(056308), 2011.
- W. R. DEAN : Fluid motion in a curved channel. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 15:623–631, 1928.
- P. DEBESSE, L. PASTUR et F. LUSSEYRAN : Analyse comparée des enregistrements synchronisés de pressions, de vitesse locale (LDV) et des champs 2D de vitesse (PIV). 2010.
- T. DURIEZ, L. PASTUR et F. LUSSEYRAN : Simulink and Dspace. Rapport technique, LIMSI, 2013.
- L. F. EAST : Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities. *Journal of Sound and Vibration*, 3(3):277–287, 1966.
- W. ECKHAUS : *Studies in non linear stability theory*. Springer Tracts in Natural Philosophy 6. Berlin : Springer Verlag, 1965.
- T. M. FAURE, P. ADRIANOS, F. LUSSEYRAN et L. PASTUR : Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 42:169–184, 2007.
- T. M. FAURE, L. PASTUR, F. LUSSEYRAN, Y. FRAIGNEAU et D. BISCH : Three-dimensional centrifugal instabilities development inside a parallelepipedic open cavity of various shape. *Experiments in Fluids*, 47:395–410, 2009a.
- Th. FAURE, G. LEFEVRE, L. R. PASTUR et F. LUSSEYRAN : Critères d’apparition d’instabilités centrifuges dans une cavité ouverte. In *19ème Congrès Français de Mécanique*, 2009b.
- N. FORESTIER, L. JACQUIN et P. GEFFROY : The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed. *J. Fluid Mech.*, 475:101–145, 2003.
- M. FORTE, J. JOLIBOIS, J. PONS, E. MOREAU, G. TOUCHARD et M. CAZALENS : Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity : application to airflow control. *Experiments in Fluids*, 43:917–928, 2007.

- A. GOHARZADEH et I. MUTABAZI : Experimental characterization of intermittency regimes in the Couette-Taylor system. *Eur. Phys. J. B*, 19:157–162, 2001.
- A. GOHARZADEH et I. MUTABAZI : Measurement of coefficients of the Ginzburg-Landau equation for patterns of Taylor spirals. *Physical Review E*, 82(016306), 2010.
- H. GÖRTLER : Instabilität umt laminarer grenzschichten an konkaven wänden gegenüber gewissen dreidimensionalen störungen. *ZAMM*, 21:250–252, 1941.
- J.-L. GUERMOND, C. MIGEON, G. PINEAU et L. QUARTAPELLE : Start-up flows in a three-dimensional rectangular driven cavity of aspect ratio 1 :1 :2 at $Re=1000$. *J. Fluid Mech.*, 450:169–199, 2002.
- H. RIECKE AND L. KRAMER : The stability of standing waves with small group velocity. *Physica D*, 137:124–142, 2000.
- P. HÉMON et J. WOJCIECHOWSKI : Attenuation of cavity internal pressure oscillations by shear layer forcing with pulsed micro-jets. *European Journal of Mechanics*, 25:939–947, 2006.
- J. JOLIBOIS, M. FORTE et E. MOREAU : Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil : optimization of the actuation location along the chord. *Journal of Electrostatics*, 66:496–503, 2008.
- J. JOLIBOIS et E. MOREAU : Enhancement of the electromechanical performances of a single dielectric barrier discharge actuator. *IEEE*, 16(3):758–767, 2009.
- R. JOUSSOT : *Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius*. Thèse de doctorat, 2010.
- R. JOUSSOT, A. LEROY, R. WEBER, H. RABAT, S. LOYER et D. HONG : Plasma morphology and induced airflow characterization of a DBD actuator with serrated electrode. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46:125204 (12pp), 2013.
- M. A. KEGERISE, R. H. CABELL et L. N. III CATTAFESTA : Real-time feedback control of flow-induced cavity tones-part 1 : Fixed-gain control. *Journal of Sound and Vibration*, 307:906–923, 2007.
- A. KITTEL, J. PARISI et K. PYRAGAS : Delayed feedback control of chaos by self-adapted delay time. *Physical Letters A*, 198:433–436, 1995.
- J.R. KOSEFF et R. L. STREET : Visualization studies of a shear driven three-dimensional recirculating flow. *Journal of Fluids Engineering*, 106:21–29, 1984 a).
- J.R. KOSEFF et R. L. STREET : On end wall effects in a lid-driven cavity flow. *Journal of Fluids Engineering*, 106:385–389, 1984 b).
- J.R. KOSEFF et R. L. STREET : The lid-driven cavity flow : A synthesis of qualitative and quantitative observations. *Journal of Fluids Engineering*, 106:390–398, 1984 c).
- Y. LAGMICH : *Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement*. Thèse de doctorat, 2007.

- B. M. LAKE, H. C. YUEN, H. RUNGALDIER et W. E. FERGUSON : Nonlinear deep-water waves : theory and experiment. part 2. Evolution of continuous wave train. *J. Fluid Mech.*, 83(part1):49–74, 1977.
- L. LARCHEVÊQUE, P. SAGAUT, I. MARY et O. LABBÉ : Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity. *Physics of Fluids*, 15(1):193–210, 2003.
- J-C. LAURENTIE, J. JOLIBOIS et E. MOREAU : Surface dielectric barrier discharge : Effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67:93–98, 2009.
- P. LE GAL, J. F. RAVOUX, E. FLORIANI et T. Dudok de WIT : Recovering coefficients of the complex Ginzburg-Landau equation from experimental spatio-temporal data : two examples from hydrodynamics. *Physica D*, 174:114–133, 2003.
- C. LETELLIER : *Caractérisation topologique et reconstruction des attracteurs étranges*. Thèse de doctorat, 1994.
- C. LOUSTE, G. ARTANA, E. MOREAU et G. TOUCHARD : Sliding discharge in air at atmospheric pressure : electrical properties. *Journal of Electrostatics*, 63:615–620, 2005.
- F. LUSSEYRAN, L. PASTUR et C. LETELLIER : Dynamical analysis of an intermittency in an open cavity flow. *Physics of Fluids*, 20(114101):1–7, 2008.
- B. A. MALOMED : Domain wall between traveling waves. *Physical Review E*, 50(5):3310–3313, 1994.
- P. MANNEVILLE : Dissipative structures and weak turbulence. *Springer*, 457:257–272, 1995.
- P. MANNEVILLE : *Instabilités, Chaos et Turbulence*. Ed. Ecole Polytechnique, 2004.
- M. A. MARTINEZ, G. M. Di CICCIA, M. IOVIENO et M. ONORATO : Control of cavity flow oscillations by high frequency forcing. *Journal of Fluids Engineering*, 134(05120), 2012.
- D. J. MAULL et L. F. EAST : Three-dimensional flow in cavities. *J. Fluid Mech.*, 16:620–632, 1963.
- S. F. MCGRATH et L. L. Jr. SHAW : Active control of shallow cavity acoustic resonance. *AIAA*, 96:1–9, 1949.
- J. M. MEEK et J. D. CRAGGS : *Electrical breakdown of gases*. Oxford at the Clarendon Press, 1953.
- F. MESEGUER-GARRIDO, J. de VICENTE, E. VALERO et V. THEOFILIS : Effect of aspect ratio on the three-dimensional global instability analysis of incompressible open cavity flows. *AIAA*, (3605):1–17, 2011.
- C. MIGEON : Details on the start-up development of the Taylor-Görtler-like vortices inside a square-section lid-driven cavity for $1,000 \leq Re \leq 3,200$. *Experiments in Fluids*, 33:594–602, 2002.

- C. MIGEON, G. PINEAU et A. TEXIER : Three-dimensionality development inside standard parallelepipedic lid-driven cavities at $Re=1000$. *Journal of Fluids and Structures*, 17:717–738, 2003.
- E. MOREAU : Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40:605–636, 2007.
- E. MOREAU, R. SOSA et G. ARTANA : Electric wind produced by surface plasma actuators : a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(115204), 2008.
- I. MUTABAZI, J. HEGSETH, C. D. ANDERECK et J. E. WESFREID : Spatiotemporal pattern modulations in the Taylor-Dean system. *Physical Review Letters*, 64(15):1729–1733, 1990.
- D. F. OPAITS, M. N. SHNEIDER, R. B. MILES, A. V. LIKHANSKII et S. O. MACHERET : Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators. *Physics of plasmas*, 15:073505, 2008.
- L. PASTUR, F. LUSSEYRAN, T. M. FAURE, Y. FRAIGNEAU, R. PETHIEU et P. DEBESSE : Quantifying the nonlinear mode competition in the flow over an open cavity at medium reynolds number. *Experiments in Fluids*, 44:597–608, 2008.
- L. PASTUR, M. T. WESTRA, D. SNOUCK, W. van de WATER, M. van HECKE, C. STORM et W. van SAARLOOS : Sources and holes in one-dimensional traveling waves convection experiment. *Physical Review E*, 67(036305), 2003.
- L. R. PASTUR, Y. FRAIGNEAU, F. LUSSEYRAN et J. BASLEY : From linear stability analysis to three dimensional organisation in an incompressible open cavity flow. *submitted to Physics of Fluids*, ArXiv :1207.6576v1, 2013.
- C. PIVOT, F. LUSSEYRAN et L. PASTUR : Stabilization of unstable periodic orbits in chaotic dynamical systems, 2013.
- B. PODVIN, Y. FRAIGNEAU, F. LUSSEYRAN et P. GOUGAT : A reconstruction method for the flow past an open cavity. *Journal of Fluids Engineering*, 128:531–540, 2006.
- K. PYRAGAS : Control of chaos via extended delay feedback. *Physical Letters A*, 206:323–330, 1995.
- K. PYRAGAS : Control of chaos via an unstable delayed feedback controller. *Physical Review Letters*, 86(11):2265–2268, 2001.
- G.M. QUÉNOT : The orthogonal algorithm for optical flow detection using dynamic programming. In *Proc. IEEE ICASSP*, volume 3, pages 249–252, 1992.
- G.M. QUÉNOT, J. PAKLEZA et T.A KOWALEWSKI : Particule image velocimetry with optical flow. *Experiments in Fluids*, 25:177–189, 1998.
- J. F. RAVOUX et P. LE GAL : Biorthogonal decomposition analysis and reconstruction of spatiotemporal chaos generated by coupled wake. *Physical Review E*, 58(5), 1998.

- D. ROCKWELL et C. KNISELY : Vortex edge interaction : mecanismes for generating low frequency components. *Physics of Fluids*, 23(239), 1980.
- D. ROCKWELL et E. NAUDASCHER : Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech*, 11:67–94, 1979.
- J. ROSSITER : Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. volume 3438, 1964.
- J. R. ROTH, D. M. SHERMAN et S. P. WILKINSON : Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-1998-328, 36th, January 12-15, 1998 Reno, NV*, 38(7):1–28, 1998.
- C. W. ROWLEY, T. COLONIUS et A. J. BASU : On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities. *J. Fluid Mech.*, 455:315–346, 2002.
- C. W. ROWLEY, V. JUTTIJUDATA et D. R. WILLIAMS : Cavity flow control simulations and experiments. *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 43:0292, 2005.
- C. W. ROWLEY, I. MEZIĆ, S. BAGHERI, P. SCHLATTER et D.S. HENNINGSON : Spectral analysis of nonlinear flows. *J. Fluid Mech.*, 641:115–127, 2010.
- C. W. ROWLEY et D. R. WILLIAMS : Dynamics and control of high-Reynolds number flow over open cavities. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38:251–276, 2006.
- C. W. ROWLEY, D. R. WILLIAMS, T. COLONIUS, R. M. MURRAY et D. G. MACMYNOWSKI : Linear models for control of cavity flow oscillations. *J. Fluid Mech.*, 547:317–330, 2006b.
- A. SANTHANAKRISHNAN et J. D. JACOB : Flow control with plasma synthetic jet actuators. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40:637–651, 2007.
- S. SARIC : Görtler vortices. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 26:379–409, 1994.
- V. SAROHIA : Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities. *AIAA*, 15(7):984–991, 1977.
- P. J. SCHMID : Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *J. Fluid Mech.*, 656:5–28, 2010.
- P. N. SHANKAR et M. D. DESHPANDE : Fluid mechanics in the driven cavity. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 32:93–136, 2000.
- D. SIPP : Open-loop control of cavity oscillations with harmonic forcings. *J. Fluid Mech.*, 708:439–468, 2012.
- J. E. S. SOCOLAR, D. W. SUKOW et D. J. GAUTHIER : Stabilizing unstable periodic orbits in fast dynamical systems. *Physical Review E*, 50(4):3245–3248, 1994.
- M. STANISLAS, K. OKAMOTO, C.J. KÄHLER et J. WESTERWEEL : Main results of the second international PIV challenge. *Experiments in Fluids*, 39:257–266, 2005.

- M. STANISLAS, K. OKAMOTO, C.J. KÄHLER et J. WESTERWHEEL : Main results of the third international PIV challenge. *Experiments in Fluids*, 45:27–71, 2008.
- J. T. STUART : Taylor-vortex : a dynamical system. *SIAM Rev*, 28:315–342, 1986.
- G. I. TAYLOR : Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. R. Soc. London Ser. A*, 223:289–343, 1923.
- D. P. VALLETTE, G. JACOBS et J. P. GOLLUB : Oscillations and spatiotemporal chaos of one-dimensional fluid fronts. *Physical Review E*, 55(4):4274–4287, 1997.
- M. van HECKE, P. C. HOHENBERG et W. van SAARLOOS : Amplitude equations for pattern forming systems. In H. VAN BEIJEREN et M. H. ERNST, éditeurs : *Fundamental problems in statistical mechanics VIII*. Elsevier Science Ltd, 1994.
- M. van HECKE, C. STORM et W. van SAARLOOS : Sources, sinks and wavenumber selection in coupled CGL equations and experimental implications for counter-propagating wave systems. *Physica D*, 134:1–47, 1999.
- H. VOSS, M. J. BÜNNER et M. ABEL : Identification of continuous spatiotemporal systems. *Physical Review Letters E*, 57(3), 1998.
- H. VOSS, P. KOLODNER, M. ABEL et J. KURTHS : Amplitude equations from spatiotemporal binary-fluid convection data. *Physical Review Letters*, 83(17):3422–3425, 1999.
- H. VOSS et J. KURTHS : Reconstruction of non-linear time delay models from data by the use of optimal transformations. *Physics Letters A*, 234:336–344, 1997.
- P.D. WELCH : *Modern Spectrum Analysis*. IEEE Press, 1967.
- J. E. WESFREID, H. R. BRAND, P. MANNEVILLE, G. ALBINET et N. BOCCARA : *Propagation in system far from equilibrium*. Springer Berlin Heidelberg, 1987.
- S. YAMOUNI, C. METTOT, D. SIPP et L. JACQUIN : Passive control of cavity flows. *Journal AerospaceLab*, (6), 2013b.
- S. YAMOUNI, D. SIPP et L. JACQUIN : Interaction between feedback aeroacoustic and acoustic resonance mechanisms in a cavity flow : a global stability analysis. *J. Fluid Mech*, 717:134–165, 2013a.

Liste des tableaux

3.1	Rapports d'aspect L/D étudiés pour les deux configurations S/D	39
4.1	Coefficients du cas test CGLE	112
4.2	Validation des méthodes SMC, SMCD, TO et POD	113
4.3	Paramètres du cas test d'ondes symétriques.	126
4.4	Paramètres du cas test d'ondes non symétriques.	126
5.1	Longueur d'onde pour $f^* = f_a$, $\approx 1.5 f_a$ et $\approx 1.3 f_a$. La longueur d'onde de l'écoulement naturel est $\lambda = 0.05$ m.	175

Table des figures

[illegible]

3.7	Diagramme espace-temps dans le régime primaire $Re_D = 1\,863$, $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	39
3.8	Spectre DMD pour $Re_D = 1\,863$, $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$	40
3.9	Parties réelle (en haut) et imaginaire (en bas) de la vorticité adimensionnée du mode ψ_1 pour $Re_D = 1\,863$, $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$	40
3.10	Evolution de l'amplitude spectrale de puissance avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: la rampe croissante de vitesse est symbolisée par des croix et la rampe décroissante par des ronds. Le point de mesure est en $x/L = 0.38$, $y/D = -0.88$ et $z/S = 0.013$	41
3.11	Evolution de l'onde f_1 avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 12$: a) Evolution de la densité spectrale du mode $St_D(f_1)$, b) Evolution du rapport $1/\beta_1$	43
3.12	Evolution des seuils de bifurcation avec le rapport L/D pour $S/D = 12$ avec la mesure LDV (+) et l'identification à partir des visualisations (\square) : a) $Re_L = \frac{U_e L}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{U_e D}{\nu}$	44
3.13	Evolution de l'onde f_1 avec le nombre de Reynolds et le rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 6$: a) Evolution de la densité spectrale du mode $St_D(f_1)$, b) Evolution du rapport $1/\beta_1$	48
3.14	Evolution des seuils de bifurcation avec le nombre de Reynolds dans le régime primaire pour $S/D = 6$ avec la mesure LDV (+) et l'identification à partir des visualisations (\square) : a) Re_{Lc} b) Re_{Dc}	49
3.15	Evolution de l'onde propagative avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ dans le régime primaire : a) �volution du nombre de Strouhal, b) �volution de la fréquence.	50
3.16	Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 12$ dans le régime primaire avec $\epsilon = 0.042$ pour $L/D = 1.2$, $\epsilon = 0.037$ pour $L/D = 1.3$, $\epsilon = 0.037$ pour $L/D = 1.4$, $\epsilon = 0.041$ pour $L/D = 1.5$, $\epsilon = 0.030$ pour $L/D = 1.6$, $\epsilon = 0.031$ pour $L/D = 1.7$, $\epsilon = 0$ pour $L/D = 1.8$ $\epsilon = 0$ pour $L/D = 1.9$ et $\epsilon = 0$ pour $L/D = 2$	51
3.17	Evolution de l'onde 1 avec le nombre de Reynolds et le rapport d'aspect L/D pour la configuration $S/D = 6$: a) �volution du nombre de Strouhal, b) �volution de la fréquence.	52
3.18	Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 6$ dans le régime primaire avec $\epsilon = 0.049$ pour $L/D = 1$ $\epsilon = 0.047$ pour $L/D = 1.2$, $\epsilon = 0.039$ pour $L/D = 1.3$, $\epsilon = 0.053$ pour $L/D = 1.4$, $\epsilon = 0.042$ pour $L/D = 1.5$, $\epsilon = 0.057$ pour $L/D = 1.6$, $\epsilon = 0.016$ pour $L/D = 1.9$ et $\epsilon = 0.015$ pour $L/D = 2$	53
3.19	Diagramme spatio-temporel de la transition du régime primaire vers le régime secondaire pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$	54
3.20	Spectre DMD par méthode SVD pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: a) régime avant transitoire, b) régime transitoire, c) régime après transitoire.	56
3.21	Spectre des valeurs propres de la DMD pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: a) le régime avant le transitoire, b) le régime transitoire, c) le régime après le transitoire. La valeur maximale du code couleur est associée au premier mode.	57
3.22	Champ de vorticité instantané adimensionné par la vitesse extérieure U_e � $t = 0.3\,s$ � $Re_D = 2\,000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	58

3.23	Diagramme espace-temps en $x/D = 1$ pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	59
3.24	Spectre DMD par matrice SVD pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	60
3.25	Partie réelle et imaginaire de la vorticité adimensionnée du mode propagatif gauche $St_D(f_1) = 0.015$ ($f_1 = 0.70$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	61
3.26	Partie réelle et imaginaire du mode propagatif droit $St_D(f_2) = 0.020$ ($f_2 = 0.94$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	61
3.27	Partie réelle et imaginaire du mode somme $St_D(f_+) = 0.034$ ($f_+ = 1.64$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	62
3.28	Partie réelle et imaginaire du mode différence $St_D(f_-) = 0.0054$ ($f_- = 0.26$ Hz) pour $Re_D = 2000$ pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	62
3.29	Diagramme spatio-temporel synthétique en $x/D = 1$ pour $Re_D = 2000$ et la configuration $L/D = 1.75$ et $S/D = 12$	63
3.30	Spectre DMD par matrice Compagnon pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$	66
3.31	Partie réelle de la vorticité adimensionnée du mode gauche $St_D(f_1) = 0.015$ dans 5 plans horizontaux pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$. . .	67
3.32	Partie réelle de la vorticité adimensionnée du mode gauche $St_D(f_2) = 0.020$ dans 5 plans horizontaux pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2000$. . .	68
3.33	S�h�ma d'un tourbillon s'enroulant hélicoïdalement autour de la recirculation principale	69
3.34	Champ de vorticité moyen : a) ω_y dans les 5 plans horizontaux, b) ω_z dans un plan vertical situé en $z/D = 0.01$ pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2700$. . .	69
3.35	Structure des modes propagatifs gauche $St_D(f_1)$ et droit $St_D(f_2)$ en $y/D = -0.3$ pour $Re_D = 2700$, $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$	70
3.36	Spectre DMD (méthode SVD) réalisée sur le plan vertical $z/D = 0.01$ pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2700$	71
3.37	Champ de vorticité (adimensionnée par la vitesse extérieure) des modes propagatifs gauche $St_D(f_1)$ et droit $St_D(f_2)$ en $z/D = 0.01$ pour $Re_D = 2700$ $S/D = 12$ $L/D = 1.75$	71
3.38	Evolution de l'amplitude spectrale de puissance de f_2 avec le nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: la rampe croissante de vitesse est symbolisée par des croix et la rampe décroissante par des ronds.	72
3.39	Evolution de la densité spectrale de puissance avec le nombre de Reynolds pour $S/D = 12$ et $L/D = 1.75$: f_1 le mode propagatif gauche avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par + et la rampe descendante par \circ ; f_2 le mode propagatif droit avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par * et la rampe descendante par \triangle ; f_- le mode difference avec la rampe croissante de vitesse symbolisée par \square et la rampe descendante par \diamond	73
3.40	Evolution a) densité spectrale de l'onde associée à f_2 en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 12$, b) rapport $1/\beta_2$ pour différents rapports de forme L/D	78

3.41	Evolution du seuil de bifurcation secondaire en fonction du rapport L/D pour $S/D = 12$. Les mesures sont réalisées par LDV symbolisées par + et l'identification à partir des visualisations de fumée symbolisée par \square : a) $Re_L = \frac{UeL}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{UeD}{\nu}$	79
3.42	Evolution a) densité spectrale de l'onde f_2 en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme L/D pour la configuration $S/D = 6$, b) rapport $1/\beta_2$ en fonction du rapport de forme L/D	80
3.43	Evolution du nombre de Reynolds critique du régime secondaire en fonction du rapport L/D pour $S/D = 6$. Les mesures sont réalisées par LDV symbolisée par + et l'identification à partir des visualisations de fumée symbolisée par \square : a) $Re_L = \frac{UeL}{\nu}$, b) $Re_D = \frac{UeD}{\nu}$	81
3.44	Diagramme spectral de bifurcation en décroissance de la vitesse extérieure pour $S/D = 12$: a) $L/D = 1.2$, b) $L/D = 1.3$, c) $L/D = 1.4$, d) $L/D = 1.5$, e) $L/D = 1.6$, f) $L/D = 1.7$, g) $L/D = 1.8$, h) $L/D = 1.9$, i) $L/D = 2$. . .	81
3.45	Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds et du rapport L/D pour le régime secondaire de la configuration $S/D = 12$	83
3.46	Evolution de la longueur d'onde avec le rapport de forme L/D pour $S/D = 12$ dans le régime secondaire.	83
3.47	Diagramme spectral de bifurcation pour $S/D = 6$ en décroissance de la vitesse extérieure : a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.2$, c) $L/D = 1.3$, d) $L/D = 1.4$. . .	84
3.48	Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$, $L/D = 1.6$: a) régime primaire à $Re_D = 2243$, b) régime secondaire à $Re_D = 2444$	85
3.49	Evolution du nombre de Strouhal associé à la deuxième fréquence, caractérisant le régime secondaire, en fonction du nombre de Reynolds pour la configuration $S/D = 6$	86
3.50	Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$ $L/D = 1$ et $Re_D = 4000$. Une modulation de la taille des structures apparaît en $z/D = -1.25$ et $z/D = -1.75$	86
3.51	Diagramme spatio-temporel pour $S/D = 6$ $L/D = 2$ et $Re_D = 2090$	87
3.52	Simulation numérique directe de Y. Fraigneau : a) Profil de vitesse moyen longitudinal en $x/D = 0$, b) Profil de vitesse moyen longitudinal en $x/D = 0$ et $z/D = 0$	88
3.53	Diagramme spatio-temporel construit sur le champ de vitesse longitudinal dans le plan (z,x) en $x/D = 0.25$ et $y/D = -0.6$ issu des simulations numériques directes de Y. Fraigneau.	89
3.54	Transformée de Fourier bidimensionnelle du diagramme spatio-temporel de la figure 3.53.	90
3.55	Champ de vitesse transverse en $y/D = -0.6$ pour $L/D = 1$ et $S/D = 6$ issu de la simulation numérique directe de Y. Fraigneau : a) champ instantané, b) champ moyen.	91
3.56	Profil de vitesse transverse moyen en $y/D = -0.6$, moyenné sur le domaine $0 \leq x/D \leq 0.25$ pour $L/D = 1$ et $S/D = 6$	92
3.57	Visualisation par fumée de spectacle pour $S/D = 6$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2271$. Vue de dessus.	93
3.58	Evolution des nombres de Strouhal dans : a) le régime primaire, b) le régime secondaire ; en rouge la configuration $S/D = 12$ et en noir $S/D = 6$	94

3.59	Evolution du nombre de Reynolds critique en fonction du rapport d'aspect L/D pour les deux configurations $S/D = 6$ (\triangle) et $S/D = 12$ (\square) avec le régime primaire en noir et le régime secondaire en rouge. Les données numériques de Meseguer-Garrido <i>et al.</i> (2011) sont représentées en pointillés noirs.	95
3.60	Diagramme spectral en rampe de vitesse décroissante pour la configuration $S/D = 6$: a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.5$	98
3.61	Spectre de densité spectral de puissance du signal temporel dans les régimes primaires et secondaire pour la configuration $S/D = 12$: a) $L/D = 1.2$ et b) $L/D = 2$	99
3.62	Spectre de densité spectral de puissance du signal temporel dans les régimes primaires et secondaire pour la configuration $S/D = 6$: a) $L/D = 1$, b) $L/D = 1.4$, c) $L/D = 1.5$ et d) $L/D = 2$	100
4.1	Diagramme spatio-temporel : d'après Goharzadeh et Mutabazi (2010). . . .	104
4.2	D'après Lake <i>et al.</i> (1977) correspondant à l'évolution du train d'onde à distance croissante du batteur	106
4.3	D'après Lake <i>et al.</i> (1977) représentant l'évolution du train d'onde initialement modulé	107
4.4	Caractéristiques de l'enveloppe issue du cas test CGLE : a) module, b) phase	113
4.5	Matrices issues de la projection de l'équation CGLE sur la base POD (méthode POD)	114
4.6	Identification des coefficients par la méthode TO sur le cas test.	115
4.7	Effet du bruit sur l'identification des coefficients avec les méthodes SMC ($>$), SMCD (O), TO ($*$) et POD (\square). La valeur de référence est tracée en rouge. L'amplitude a_B du bruit est exprimée en pourcentage du maximum de $ A_1(z, t) $ pour tout z et t	116
4.8	Effet de la résolution spatiale sur l'identification des coefficients par les méthodes SMC ($>$), SMCD (O), TO ($*$) et POD (\square). La valeur de référence est tracée en rouge.	117
4.9	Effet de la résolution temporelle sur l'identification des coefficients par les méthodes SMC ($>$), SMCD (O), TO ($*$) et POD (\square). La valeur de référence est tracée en rouge.	118
4.10	Effet de la résolution spatiale sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD. La valeur de référence est tracée en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2	119
4.11	Effet de la résolution temporelle sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD. La valeur de référence est tracée en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2	120
4.12	Influence du transitoire sur les valeurs des coefficients obtenus par la méthode POD : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2	121
4.13	Evolution du carré du module de l'amplitude avec le carré du nombre d'onde.	122
4.14	Spectre du signal non filtré (en noir) et du signal filtré (en rouge).	123
4.15	Caractéristiques de l'enveloppe complexe obtenue à partir d'une ligne transverse du champ de vitesse u_x pour $S/D = 12$ $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1863$: a) module, b) phase	124

4.16	Domaine spatial pour l'identification des coefficients. Le premier domaine inclut les fronts. Il est ensuite réduit avec un pas constant (depuis les pointillés rouge aux traits pleins noirs). Puis, le domaine est réduit depuis les fronts avec un pas $\Delta z_1 = 3.64$ mm (traits pleins en noir). Enfin, le domaine est réduit dans la zone contenant uniquement l'amplitude de l'onde saturée avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (traits en pointillés noirs).	125
4.17	Coefficients de l'équation CGLE obtenus par la méthode POD pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1\,863$ sur plusieurs domaines spatiaux : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) v_g	128
4.18	Evolution du carré du module de l'enveloppe avec le nombre d'onde au carré pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1\,863$	129
4.19	Effet du domaine spatial sur l'identification des coefficients ξ^2/β et ϵ/β avec les méthodes POD (o) et MW (+) pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 1\,863$	129
4.20	Caractéristiques des enveloppes complexes du cas test d'ondes symétriques : a) module de l'onde 1, b) phase de l'onde 1, c) module de l'onde 2, d) phase de l'onde 2.	130
4.21	Effet du transitoire sur la valeur des coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes symétriques pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	131
4.22	Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode SMCD pour des ondes symétriques pour différents temps initiaux, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	132
4.23	Effet du nombre de modes (n_m) sur la valeur des coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes symétriques avec $t_{init} > 0.09$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	133
4.24	Caractéristiques des enveloppes complexes du cas test d'ondes non-symétriques : a) module de l'onde 1, b) phase de l'onde 1, c) module de l'onde 2, d) phase de l'onde 2.	134
4.25	Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD pour des ondes non-symétriques pour différents temps initial, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	135
4.26	Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode SMCD pour des ondes non-symétriques pour différents temps initial, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	136
4.27	Effet du bruit sur l'identification des coefficients par la méthode POD de l'équation CCGLE pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	137
4.28	Effet du nombre de mode POD (n_m) sur l'identification des coefficients de l'équation CCGLE pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) et la valeur de référence en rouge : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ	138

4.29	Effet du bruit sur l'identification des coefficients de l'équation CCGLE par la méthode SMCD pour des ondes non-symétriques pour $t_{init} > 0.19$, pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ . La valeur de référence est tracée en rouge.	139
4.30	Domaine spatial pour l'identification des coefficients. Le premier domaine inclut les fronts (pointillés rouge) puis est réduit avec un pas constant jusqu'aux fronts. Le domaine est ensuite réduit depuis les fronts avec un pas $\Delta z_1 = 3.64$ mm (traits pleins en noir). Enfin, le domaine est réduit dans la zone contenant uniquement la superposition des deux ondes avec un pas $\Delta z_2 = 0.28$ mm (traits en pointillés noirs).	140
4.31	Coefficients de l'équation CCGLE obtenus sur l'expérience avec $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $ReD = 2000$, sur plusieurs domaines spatiaux avec les méthodes POD en noir et SMCD en rouge pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 (o) : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ , g) γc_3 , h) v_g	143
4.32	Interpénétration de spirales dans l'écoulement de Taylor-Couette, d'après Andreck <i>et al.</i> (1986)	144
4.33	Spectre d'amplitude de Fourier sur le cas $S/D = 12$, $L/D = 1.75$, $Re_D = 2000$	144
4.34	légende page suivante	145
4.34	Coefficients de l'équation CCGLE obtenus par la méthode POD sur l'expérience avec $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $ReD = 2000$, sur différents domaines spatiaux pour l'onde 1 (+) et l'onde 2 : a) ϵ , b) ξ^2 , c) $\xi^2 c_1$, d) β , e) βc_2 , f) γ , g) γc_3 , h) η_{r-} , i) η_{i-} , j) η_{r+} , k) η_{i+} , l) v_g	146
4.35	légende page suivante	148
4.35	Diagramme spatio-temporel de la vorticité adimensionnée : a) $Re_D = 2227$, b) $Re_D = 2700$, c) $Re_D = 2993$, d) $Re_D = 3617$, e) $Re_D = 5567$	149
4.36	Spectres DMD par matrice SVD pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$: a) $Re_D = 2993$, b) $Re_D = 3617$ et c) $Re_D = 5567$	150
4.37	Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 2993$ en $y/D = -0.30$	151
4.38	Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 3617$ en $y/D = -0.30$	152
4.39	Partie réelle et imaginaire des modes caractéristiques pour $S/D = 12$, $L/D = 1.75$ et $Re_D = 3617$ en $y/D = -0.30$	153
5.1	S�ema d'un actionneur plasma DBD surfacique et le profil de vent induit pour une alternance positive de tension.	157
5.2	D'après Meek et Craggs (1953)	158
5.3	D'après Meek et Craggs (1953)	158
5.4	D'après Boucinha (2009) : a) régime spot, b) régime diffus, c) régime filamentaire	159
5.5	D'après Joussot (2010) illustrant le signal de tension et de courant pour 10 kV et 1 kHz.	160
5.6	S�ema d'un actionneur plasma DBD surfacique avec encapsulement de l'électrode de masse	162
5.7	S�ema du circuit électrique du système actionneur plasma.	164
5.8	Courbe de résonance du système pour un signal sinusoïdal pulsé à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20$ Hz, $l_e = 5$ mm, $d = 2$ mm.	164
5.9	S�ema du signal pulsé	164

5.10	Profil de vitesse de vent ionique pour $d = 0$ (+) et 2 mm (o).	165
5.11	Spectrogrammes avec une fenêtre glissante de 10 s pour une expérience de 60 s avec $f^* = 20$ Hz : a) mesure de vitesse par LDV à l'amont ($x = 0$ mm, $y = 1$ mm et $z = 0$ mm), b) mesure de pression à l'aval ($x = 99$ mm, $y = -2$ mm et $z = 0$ mm).	166
5.12	Analyse de l'écoulement forcé (en rouge) et non forcé (en noir) selon y , $f_p = 2.95$ kHz, $f^* = 20$ Hz, en $x = 0$ mm et $z = 0$ mm : a) Profil de vitesse, b) écart-type des fluctuations de vitesse.	167
5.13	Profil de vent ionique	167
5.14	Profil de vitesse sous écoulement extérieur à $Re_D = 5\,330$ avec une amplitude de tension sinusoïdale imposée à 900 mV, modulée avec une séquence de cycles de tension à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20$ Hz, en $y = 0.5$ mm et $z = 0$ mm. L'écoulement forcé est représenté en rouge et le naturel en noir : a) Profil de vitesse b) écart-type.	168
5.15	Evolution de la vitesse de vent ionique selon x en $y = 0$ mm et $z = 0$ mm pour $Re_D = 5\,330$ avec une amplitude de tension sinusoïdale imposée à 900 mV, modulée avec une séquence de cycles de tension à 15% de la fréquence modulante $f^* = 20$ Hz.	168
5.16	Séquence de deux cycles de tension (en noir) et de courant (en rouge) pour $f_p = 4.9$ kHz, $f^* = 19$ Hz à 4.6 kV : a) évolution au cours du temps, b) courbe de Lissajous.	169
5.17	Signal de courant au cours d'une séquence de cycles de tension pour $f_p = 4.9$ kHz, $f^* = 19$ Hz à 4.6 kV : a) zoom de l'évolution du courant, b) ajustement de la porteuse par le filtre Stavitzky-Golay avec une fenêtre correspondant à 1/4 de la période.	170
5.18	Photographie du dispositif de cavité avec l'actionneur plasma DBD en amont et le capteur de pression en aval (intégré dans la marche aval de la cavité).	171
5.19	Spectre de l'écoulement naturel : a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	172
5.20	Corrélation des signaux de vitesse et de pression pour l'écoulement naturel.	173
5.21	Fonction de transfert de l'écoulement naturel (non forcé).	173
5.22	Réponse de l'écoulement en fonction de la fréquence de forçage 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 14.5, 15, 15.5, 16, 17, 18, 19, 20, 25, 30, 40, 50, 62 et 90 Hz.	176
5.23	Chronogramme pour la phase 1 du forçage à $f^* = f_a$	177
5.24	Profil de couche limite U_x en $x/D = 0$ avec en rouge l'écoulement forcé et en noir l'écoulement non forcé : a) $f^* = f_a$, b) $f^* \approx 1.5 f_a$, c) $f^* \approx 1.3 f_a$, d) $f^* = 4 f_a$, e) $f^* = 90$ Hz.	177
5.25	Moyennes de phases de la composante U_y de l'écoulement forcé à : a) $f^* = f_a$, b) $f^* \approx 1.5 f_a$, c) $f^* \approx 1.3 f_a$ pour $S/D = 6$, $L/D = 2$ et $Re_D = 5\,200$	178
5.26	Ajustement de U_y sous la forme $U_{yi} = a_1 + a_2 e^{a_3 x} \cos(\frac{2\pi x}{\lambda} + a_4)$ (voir texte) le long de x en $y = 0$ pour $f^* = f_a$	179
5.27	légende page suivante	180
5.27	Profils de vitesse intra-cavitaire \bar{U}_y en $x/D = 0.09$ le long du plan sagittal (colonne de droite) et $x/D = 0.005$ (colonne de gauche) avec en rouge l'écoulement forcé et en noir l'écoulement naturel.	181
5.28	Spectre de l'écoulement pour $f^* = f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	182

5.29	Ecoulement forcé à $f^* = f_a$: a) Corrélation des signaux de vitesse et de pression, b) fonction de transfert.	183
5.30	Spectre de l'écoulement pour $f^* \approx 1.5 f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	184
5.31	Evolution de la dynamique forcé à $f^* = 1.48 f_a$ pour 400 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.	185
5.32	Evolution de la dynamique forcé à $f^* = 1.48 f_a$ pour 370 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.	185
5.33	Evolution de la dynamique forcé à $f^* = 1.48 f_a$ pour 360 mV : a) Spectre d'amplitude par méthode Welch avec une fenêtre glissante de 20 s, b) Spectrogramme obtenu avec une fenêtre glissante de 2 s.	186
5.34	Ecoulement forcé à $f^* = 1.48 f_a$: a) Corrélation des signaux de vitesse et de pression, b) Fonction de transfert.	186
5.35	Spectre de l'écoulement pour $f^* = 1.29 f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	187
5.36	Ecoulement forcé à $f^* = 1.29 f_a$: a) Corrélation des signaux de vitesse et de pression, b) Fonction de transfert.	187
5.37	Spectre de l'écoulement pour $f^* = 4 f_a$: a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	188
5.38	Spectre de l'écoulement pour $f^* = 90$ Hz : a) signal de vitesse U_x à l'amont de la cavité, b) signal de pression situé à l'aval.	188
5.39	Corrélation des signaux de vitesse et de pression pour : a) $f^* = 4 f_a$, b) $f^* = 90$ Hz.	189
5.40	Fonction de transfert de l'écoulement forcé : a) $f^* = 4 f_a$, b) $f^* = 90$ Hz.	189
5.41	Portrait de phase à partir du signal retardé de $T/4$ a) écoulement naturel avec $T = T(f_a)$, b) écoulement forcé à $St_L = 1.48$ soit $f^* = 23$ Hz pour $E_{GBF} = 700$ mV avec $T = T(f^*)$	190
5.42	Langues d'accrochage $f^*/f_a = 1 : 1$ de la configuration $S/D = 6$, $L/D = 2$ et $Re_D = 5\,200$. Le seuil d'accrochage est situé dans la zone en gris foncé, délimitée par $A^2(f_a) = 0$ (x) et $A^2(f^*) \approx A^2(f_a)$ (o). Le domaine d'accrochage est représenté en gris clair. L'énergie critique minimum est représentée en pointillés noirs lorsque le premier harmonique de la fréquence de forçage est accroché et en trait plein lorsqu'il s'agit de la fréquence fondamentale du forçage. Le point en $f^*/f_a = 1$ est placé arbitrairement en dessous des autres seuils d'accrochage. Ce seuil doit être proche du seuil d'ionisation que nous ne connaissons pas avec précision.	191
5.43	Spectre de densité spectrale de puissance lorsque l'écoulement est forcé à $f^* \approx 1.3 f_a$ pour $E = 4.08$ kV.	192
5.44	Relation entre l'amplitude imposée au GBF et la haute-tension obtenue dans le circuit (en noir) et l'interpolation linéaire correspondante (en rouge).	192
5.45	Dynamique naturelle de l'écoulement pour $S/D = 12$, $L/D = 1.5$ et $Re_D = 2\,500$: a) diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance	194
5.46	Dynamique de l'écoulement forcé à 300 Hz : a) diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance	195
5.47	Dynamique de l'écoulement forcé à 1 Hz : diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance	196

5.48	Dynamique de l'écoulement forcé à 2 Hz : diagramme spatio-temporel, b) spectre de puissance	197
5.49	Contrôle d'une orbite périodique instable (100) avec la loi de commande retardée étendue sur le système de Rössler pour $a = 0.432$, $b = 2$ et $c = 4$ (Pivot <i>et al.</i> (2013)). Les deux points fixes sont représentés en rouge. Le foyer instable est situé au sein de la spirale tandis que le point selle est situé à la limite du bassin d'attraction.	200
5.50	Caractéristiques du filtre : module a) et retard de phase b). Spectre de puissance du signal de pression sans et avec filtrage temps réel c) ; comparaison des séries temporelles de pression, sans (bleu), avec filtrage (rouge) et filtrée avec correction du déphasage moyen de $17ms$ (noir) d).	203
5.51	Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. L'écoulement naturel est représenté en noir, et l'écoulement forcé à la fréquence naturelle en rouge.	204
5.52	Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. L'écoulement naturel est représenté en noir, le spectre de l'écoulement contrôlé pour un gain $K \approx 7$ est en bleu et pour $K \approx 8$ le spectre est en rouge.	205
5.53	Signaux temporels de l'écoulement naturel en noir et de l'écoulement contrôlé avec un gain $K \approx 8$ en rouge.	206
5.54	Spectres de densité spectrale de puissance établis avec la méthode de Welch pour une fenêtre de 15 s. La loi de commande est en rouge et la mesure au capteur de pression à l'aval est en noir.	207

Etude expérimentale paramétrique des propriétés et transitions de l'écoulement intra-cavitaire en cavité ouverte et contrôle de l'écoulement

Résumé. Ce travail porte sur la caractérisation de la dynamique intra-cavitaire en cavité ouverte, dont il existe peu d'études expérimentales, ainsi que sur le contrôle de cet écoulement. Nous avons réalisé une étude paramétrique des régimes primaire et secondaire de l'écoulement dans lesquels des structures de type Taylor-Görtler apparaissent. Nous avons identifié les seuils de bifurcation et montré leur nature systématiquement supercritique. Nous avons également montré que différentes familles de modes propagatifs ou stationnaires pouvaient être sélectionnées en fonction de la géométrie de la cavité. Cela a confirmé des prédictions réalisées dans des analyses de stabilité linéaire de l'écoulement de base. Nous avons montré que le régime secondaire résulte de la superposition d'ondes propagatives gauche et droite. Une tentative d'identification des coefficients des équations complexes couplées de Ginzburg-Landau décrivant cette dynamique a été conduite mais la sensibilité des coefficients à de multiples paramètres n'a pas permis d'obtenir des coefficients physiquement acceptables. Un forçage des oscillations de la couche cisailée a été entrepris à l'aide d'un actionneur plasma froid à décharge à barrière diélectrique placé en amont de la cavité. L'analyse de la réponse de l'écoulement à un forçage périodique d'amplitude variable a permis d'identifier des plages d'accrochage en fréquence. Enfin, nous avons réalisé un contrôle en boucle fermée des oscillations de la couche cisailée à l'aide d'une loi de contrôle à retard proposée par Pyragas dans le cadre des systèmes dynamiques chaotiques.

Experimental parametric study of properties and transitions of the flow inside an open cavity and control of the flow

Abstract. This work is devoted to the characterization of the dynamic inside an open cavity flow, for which few experimental studies exist. A control of the flow has been also investigated. We have performed a parametric study of the first and second regime of the flow for which Taylor-Görtler vortices type appear. Bifurcation thresholds have been identified and their systematic supercritical nature has been highlighted. We have also showed that different family of propagating or stationary modes can be selected depending on the geometry of the cavity. This has confirmed predictions obtained by linear stability analysis of the base flow in the literature. We have showed that the second regime results from the superposition of left and right propagating waves. We attended to identify coefficients of the complex coupled Ginzburg-Landau equations that describe the dynamics but the values of the coefficients are sensitive to multiple parameters. A control of oscillations of the shear layer has been achieved by the mean of a plasma actuator with dielectric barrier discharge located upstream of the cavity. Locked regimes have been identified by the analysis of the flow response to a periodic perturbation with different amplitude. Finally, we have performed a closed loop control of the oscillations of the shear layer using a delay feedback control law proposed by Pyragas in the context of chaotic dynamical systems.